



TITLE:

ヘリオトロンプラズマの平衡と電 磁流体的不安定性に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

木下, 茂美

CITATION:

木下, 茂美. ヘリオトロンプラズマの平衡と電磁流体的不安定性に関する研究. 京都大学, 1983, 工学博士

ISSUE DATE:

1983-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k2965>

RIGHT:

ヘリオトロンプラズマの平衡と
電磁流体的不安定性に関する研究

1 9 8 2

木 下 茂 美

ヘリオトロンプラズマの平衡と 電磁流体的不安定性に関する研究

1 9 8 2

木 下 茂 美

DOC
1983
1
電気系

目

次

内容梗概	1
第1章 序 論	4
1.1 本研究の目的と意義	4
1.2 核融合研究の概要	7
1.3 低ベータトーラス研究の歴史	11
1.4 ヘリオトロン磁場によるプラズマ閉じ込め研究の歴史	16
第2章 ヘリカル・ヘリオトロン装置	20
2.1 序	20
2.2 ヘリオトロンD装置	20
2.3 ヘリオトロンE装置	34
第3章 ヘリオトロン磁場とプラズマ平衡	45
3.1 序	45
3.2 直線ヘリオトロン磁場	49
3.3 トロイダルヘリオトロン磁場	55
3.4 ヘリオトロンプラズマの平衡	63
3.5 結 論	79
第4章 ヘリオトロンD装置におけるプラズマ位置測定実験	81
4.1 序	81
4.2 ヘリオトロンプラズマの位置測定法	81
4.3 測定結果	85
4.4 結 論	91
第5章 ヘリオトロンにおける電流駆動電磁流体不安定性理論	94
5.1 序	94

5. 2	電磁流体不安定性の解析法	9 5
5. 3	電流駆動不安定性の安定性図式	1 0 0
5. 4	電流駆動不安定性の構造と成長率	1 0 3
5. 5	結 論	1 0 6
第 6 章	ヘリオトロン D 及び E 装置の不安定性実験	1 0 8
6. 1	序	1 0 8
6. 2	ヘリオトロン D 及び E 装置の単発型不安定性	1 0 9
6. 3	不安定性のスペクトル解析	1 2 1
6. 4	不安定性のプラズマ電流依存性	1 2 8
6. 5	ヘリオトロン D の放電特性と不安定性の関係	1 3 0
6. 6	結 論	1 3 2
第 7 章	結 言	1 3 4
謝 辞	1 3 9
参考文献	1 4 0
本研究に関する発表・論文	1 4 9

内 容 梗 概

ヘリオトロン装置は、非軸対称トーラス系に分類されるヘリカルヘリオトロン磁場を閉じ込め磁場とする核融合装置である。ヘリカルヘリオトロン磁場は、①回転変換、磁気シアーが他の磁場配位（トカマクやステラレータなど）に比べて3～4倍大きく、高ベータのプラズマを閉じ込めることができる。②磁気リミター配位を有し、金属リミターを用いる必要がない。③プラズマ電流の破壊的不安定がなく、大電流を流せる。④ヘリカルコイルの作る回転変換でプラズマの平衡を実現し、平衡のためのプラズマ電流を必要としないため、プラズマ電流を必要としない、などの特徴を持っており、定常核融合炉の候補として開発が進められている。

本論文は、ヘリカルヘリオトロン磁場に閉じ込められたプラズマの電磁流体的性質を、理論解析と実験の両面から研究した結果をまとめたものである。理論解析では、ビオサバル則によるヘリカルヘリオトロン真空磁場の計算、非軸対称トーラスの平衡を取り扱う手法としてステラレータ展開法をおもに用いた。実験では、ヘリオトロンD装置及びヘリオトロンE装置を用い、ジュール加熱によって生成したプラズマの電磁流体的性質を調べた。

第1章では、最初に本研究の目的と意義を説明し、その後、制御熱核融合研究の歴史、ヘリオトロン研究のあらましを振り返り、本研究の位置付けを行なった。

第2章では、本論文の実験に用いたヘリオトロンD装置及びヘリオトロンE装置の構造や諸パラメータについて説明した。また、本研究で重要な測定法についても説明した。

第3章では、ヘリカルヘリオトロン磁場の性質及びヘリオトロンプラズマの平衡を検討した。まず、ヘリオトロン装置の閉じ込めを考える時に、もっとも

基本となるヘリカルヘリオトロン真空磁場の性質及び特徴を，直線ヘリオトロンとトロイダルヘリオトロンについて詳しく調べ，その後，プラズマの平衡を検討した。平衡を論じる時には，ステラレータ展開法を用いた。ステラレータ展開法は，ヘリカルヘリオトロン磁場に比べて回転変換の小さい通常のステラレータの解析用に開発された手法であるため，ヘリカルヘリオトロンに適用する場合の問題点，その妥当性を検討した。その結果，ステラレータ展開法をヘリカルヘリオトロンに適用しても矛盾のないことがわかった。また，ステラレータ展開法を用いてプラズマ平衡に対するプラズマ圧力の影響を調べ，ヘリオトロンDの限界ベータ値は9.5%，ヘリオトロンEの限界ベータ値は13%であることがわかった。

第4章では，トロイダルヘリオトロンの平衡と関係の深い，プラズマ位置の測定実験について述べた。実験装置はヘリオトロンDである。ヘリオトロンD装置に磁気プローブを設置し，プラズマ電流の作るポロイダル磁場を測定した。ヘリオトロンのポロイダル磁場は，プラズマ電流による成分以外に外部コイル系に流れる電流による成分があり，その影響が大きい。そのため，全ポロイダル磁場の中からプラズマ電流の成分を抽出する方法を開発した。そして，2箇所（プラズマの上下，またはプラズマの主半径方向の内外）で測定したポロイダル磁場の大きさを比較し，プラズマ位置を推定した。外部条件の異なる多くのプラズマに対してプラズマ位置を求め，プラズマ位置と垂直磁場の関係等を調べ，前章の理論解析結果と比較検討した。その結果，実験値と理論値は定性的に一致することを確認した。

第5章では，ヘリオトロンプラズマの電磁流体不安定を，理論的側面から検討した。ステラレータ展開法による線形化電磁流体方程式を数値的に解き，ヘリオトロンプラズマの安定性図式を求めた。その結果，ヘリオトロン磁場では，プラズマ中心近傍の回転変換が1あるいは2という有理数のときにキンクモー

ド及びティアリングモードが不安定になることがわかった。また、摂動法によるキンクモードの成長率および構造を調べ、キンクモードは摂動がプラズマ中心部に集中する内部モードであることがわかった。

第6章では、ヘリオトロン装置における不安定性実験について述べた。実験装置はヘリオトロンD及びヘリオトロンEである。磁気プローブで測定した不安定信号を解析し、不安定性のモードや周波数を求め、理論解析結果と比較した。さらに、軟エックス線、不純物光、イオン温度等の時間変化も調べ、不安定性のプラズマに与える影響を検討した。

これらの結果から、ヘリオトロンの電磁流体不安定は、プラズマ電流の上昇及び下降時にパルス的に発生する単発型不安定と、プラズマ電流の頂上付近で連続的に発生する不安定に分類できること、単発型不安定はプラズマ中心の回転変換が1の時に発生し、プラズマ閉じ込め性能を劣化させること、連続的な不安定は閉じ込めに対する影響が少ないことなどを確認した。また、実験によって得られた不安定性の特徴は、理論解析結果と良く一致することもわかった。

第7章では、以上の研究で得られた結果をまとめ、今後の実験で高性能なプラズマを作るための方法を、ヘリオトロンプラズマの電磁流体的性質の立場から論じた。

各章には、その章の導入部として「序」、まとめとして「結論」の節を設けた。参考文献、本研究に関する発表、論文は全体の最後にまとめた。

第1章 序 論

核融合には、代替エネルギーの窮極の荷い手として多くの期待が寄せられている。⁽¹⁾ 1950年代の後半から開始された本格的な核融合の研究は、いくつかの困難を乗り越えて発展し、核融合の科学的実証（臨界条件の達成）を目的とした具体的開発計画が進行中である。⁽²⁾⁽³⁾

本論文は、核融合装置の1つとして研究開発が進められている、ヘリオトロソ型核融合装置におけるプラズマの平衡と磁気流体不安定性をまとめたものである。本章では、まず最初に、本研究の目的と意義について述べる。その後、第2章以降の準備として、核融合研究の概要及び発展の歴史を振り返ってみる。

§ 1.1 本研究の目的と意義

ヘリオトロソ型核融合装置は、定常核融合炉を目指す非軸対称外部導体系の装置である。ヘリオトロソやステラレータで代表される非軸対称外部導体系の装置は、ヘリカルコイル電流によって平衡に必要なポロイダル磁場を発生するため、ポロイダル磁場をプラズマ電流で作るトカマク型核融合装置と違ってプラズマ電流を必要としないという特徴を持っており、定常炉が実現できる理由もこの点にある。また、ジュール加熱（プラズマ電流とプラズマ抵抗による加熱）を行なうと、プラズマ電流がプラズマの不安定性を引き起こし、閉じ込めが悪化することが明らかとなるにつれ、⁽⁴⁸⁾ジュール加熱以外の加熱法が重要視されるようになって来ている。⁽⁴⁹⁾⁽⁵⁰⁾そのため、高周波加熱（RF加熱）や中性粒子入射加熱（NBI加熱）が開発され、その有効性が確かめられている。しかし、1～2 keV程度の高温プラズマを比較的容易に生成する方法としては、ジュール加熱が広く採用されている。また、高周波加熱や中性粒子入射加熱を適用するための標的プラズマを作るための一つの方法として、ジュール加熱を使うことも行なわれている。ヘリオトロソやステラレータな

どでも、現在実験が行なわれている装置はジュール加熱が主流を示しており、ジュール加熱時のプラズマの特性を理解し、かつトカマクなど他の装置と比較するためにも、ジュール加熱プラズマの研究は重要である。

ヘリオトロンやステラレータでジュール加熱を用いる場合には、ヘリカルコイル電流の作る回轉變換（磁力線がトーラス方向に一周した時に、ポロイダル方向にどの程度回転するかを示す量）に対する、プラズマ電流の作る回轉變換の方向によって、プラズマは異なった性質を示す。本研究では、プラズマ電流及びヘリカルコイル電流の作る回轉變換が同方向のとき、プラズマ電流を「additive（加算的）電流」、逆方向のとき、プラズマ電流を

「subtractive（減算的）電流」と呼ぶ。プラズマ電流は、回轉變換の増加によって古典的拡散を少なくし、閉じ込め時間を長くする目的で additive 方向に流す場合が多い。今までのヘリオトロン装置（主にヘリオトロン D）の実験も、additive 電流に関するものが多い。しかし、ヘリオトロン装置の場合、additive 電流が subtractive 電流よりすぐれていると言い切れないう面がある。一般のステラレータでは、ヘリカルコイル電流による回轉變換が小さいため、通常の実験条件では、プラズマ電流がつくる回轉變換の影響が大ききいて、閉じ込めにも大きな役割を持つことになる。しかし、ヘリオトロンの回轉變換はヘリカルコイル電流による成分が大きい。特に、プラズマの周辺領域では、プラズマ電流の成分を無視できるほどヘリカルコイル電流による回轉變換が大きいため、古典拡散に占めるプラズマ電流の割合は小さい。

プラズマの閉じ込めを決定する要素として、古典拡散（回轉變換が大きくなれば少なくなる）のほかに、プラズマの不安定性が重要である。安定なほうが良いのは言うまでもないが、安定性を確保するには磁気シア（回轉變換の空間変化）または磁気井戸（磁場強度がプラズマ中心ほど小さくなること）

の安定化効果を期待する考えが一般的である。ヘリオトロンにプラズマ電流を流す場合、subtractive 電流は磁気シアを増加させ、さらに、プラズマ電流が磁力線に沿ってヘリカル状に流れる事を考慮すると磁気井戸を形成する方向に働くと考えられる。すなわち、直感的には、subtractive 電流が安定性に対して有利であると言える。

このように、ヘリオトロン装置においては、プラズマ電流の方向と閉じ込めの関係は複雑であり、理論的、実験的検討を必要とする問題である。ヘリオトロンD装置では、subtractive 電流で additive 電流の場合と同様のプラズマを生成できることが実験の初期の頃から知られていたが、詳しい検討は行われていなかった。本研究では、プラズマ電流の方向とプラズマ特性の関係を明確にすることを目的の一つとし、理論的、実験的に検討する。また、ヘリオトロンの特徴、ヘリオトロンプラズマの特性をより明確にするため、他の装置、特に、トカマクとの違いに留意する。

2章では、本論文の実験に用いたヘリオトロン（ヘリカルヘリオトロン）型装置の、「ヘリオトロンD」及び「ヘリオトロンE」の諸パラメータ、及び電源装置等、装置に付随した周辺技術と測定器について説明する。

3章では、ヘリオトロン（ヘリカルヘリオトロン）磁場及びヘリオトロン型装置のプラズマ平衡について、理論的な立場から検討する。ヘリオトロン型装置はトーラス系の装置であるが、ヘリオトロン磁場の特徴（ヘリカルコイルによって磁場を作る）は、トーラス効果を見捨てた直線ヘリオトロンの解析で明らかにできる。そこで、まず直線ヘリオトロン磁場について検討し、その後、トーラス効果を考慮できる、ビオサバール則による解析及び磁場の性質を検討する。さらに、ステラレータ展開法をヘリオトロン磁場に適用し、プラズマの圧力平衡を検討する。

4章では、ヘリオトロン磁場のプラズマ平衡に関連した実験として、ヘリオトロンDにおけるジュール加熱プラズマのプラズマ位置測定実験を説明し、3章の解析で得られた結果と比較する。

5章では、ヘリオトロン磁場に閉じ込められたプラズマのMHD不安定性理論を説明する。MHD不安定性は、プラズマ電流が不安定性を引き起こす場合（電流駆動MHD不安定性）と、プラズマ圧力が不安定性を引き起こす場合（圧力駆動MHD不安定性）に分けられるが、本論文では実験との比較ということを考え、電流駆動不安定性のみを説明する。圧力駆動不安定性は、ベータ値が数%以上になると問題になる不安定性であり、本論文の実験で得られたプラズマでは無視できる（ベータ値は1%以下）。解析は、ステレータ展開法を用いている。

6章では、ヘリオトロン装置において行なったMHD不安定性実験について述べる。実験装置は、ヘリオトロンD及びヘリオトロンEであり、実験結果を、5章の理論解析結果と比較、検討する。

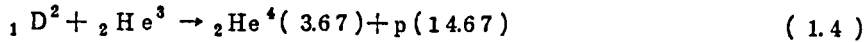
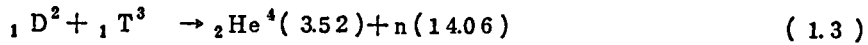
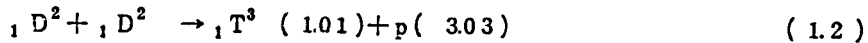
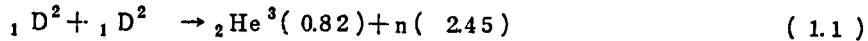
本研究によって得られた主要な結果は、ヘリオトロン磁場を持つ装置、あるいは他のプラズマ閉じ込め装置（ステレータなど）でジュール加熱を行う時の資料となり得るものであり、さらに、核融合炉を目指すヘリオトロン型装置の発展に寄与するものと考ええる。

§ 1.2 核融合研究の概要

核融合反応を利用してエネルギーを取り出すためには、高温プラズマを一定の時間以上、ある一定の場所に閉じ込める必要がある。その方法については、いろいろな提案、様々な装置の研究開発が進められている。

核融合反応は、水素やヘリウムのような軽い原子核同士を衝突させて、新たに別の原子核を融合生成させる原子核反応である。この反応には原子核の種類によって、いろいろのものがあるが、地上における制御熱核融合炉とし

て可能性のある反応として



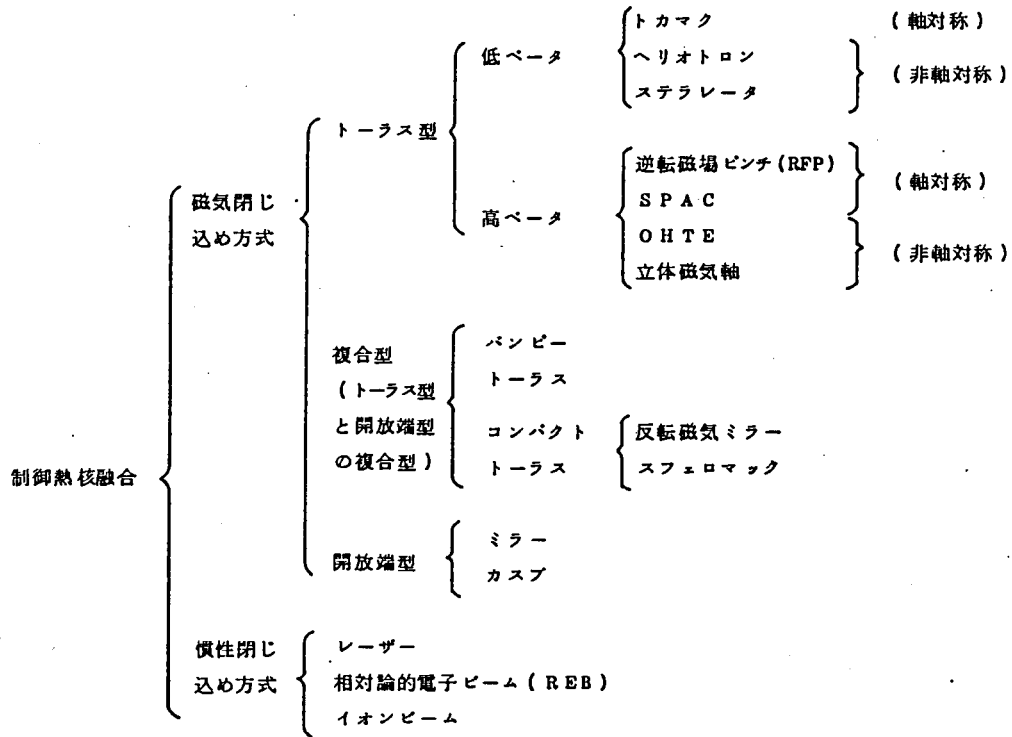
などが考えられる。⁽¹⁾⁽⁴⁾ここで各反応の右辺に示す括弧中の数字は該当する反応生成粒子の運動エネルギーの形で解散されるエネルギー量 (MeV) である。

このうち、反応 (1.1) (1.2) は通常 D-D 反応、(1.3) は D-T 反応、(1.4) は D-He 反応と呼ばれているが、D-T 反応は他の反応に比べて核融合反応の断面積が大きく、核融合反応をおこす条件がもっともゆるやかである。そのため、天然に存在する重水素を燃料とする D-D 反応の利用を目指すとしても、当面は、核融合反応によるエネルギーの取り出しを実証するために、D-T 反応を活用することが考えられており、目標も D-T 反応に設定されている。

核融合反応によるエネルギーを取り出せるための必要条件是、ローソンによって最初に検討された。⁽⁵⁾その条件は、D-T 反応に対して、イオン温度 (イオンエネルギー) が 10 ~ 20 KeV, $n\tau$ 値 (n はイオン密度, τ は閉じ込め時間) が $10^{20} \sim 10^{21}$ 秒 / m^3 である。この条件はローソン条件と呼ばれている。

ローソン条件を満たすプラズマを生成する方法や閉じ込め方法、核融合炉としての効率やコストを考慮して、さまざまな形式のプラズマ閉じ込め装置が提案され、研究されている。表 1.1 は、異なった方式を持つ核融合実験装置の分類である。慣性閉じ込め方式は、レーザーあるいはその他の大出力粒子ビームを燃料ペレットに照射し、爆縮によって密度、温度を上げてローソン条件を突破しようとする装置である。⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾プラズマの膨張と、その反作用

表 1.1 プラズマ閉じ込め方式の分類



による圧縮によって、高温高密度のプラズマを得ることができるが、プラズマの閉じ込めはプラズマが膨張する時間で決まり、閉じ込め時間を長くすることはできない。したがって、爆縮を利用して超高密度のプラズマを作る必要がある。D-T反応を起こす条件としては、 $n \sim 10^{31} \text{ m}^{-3}$ 、 $\tau \sim 10^{-9} \text{ sec}$ 程度を目指している。磁場閉じ込め方式は、荷電粒子が磁力線に巻きつく性質を利用して、慣性閉じ込めに比べれば低密度のプラズマを、長時間閉じ込めようとする装置であり、磁場形状の違いによって、いろいろな形式に分類できる。開放端型装置は、荷電粒子の磁気モーメント保存の法則を利用して、ミラー磁場で粒子を反射させてある一定領域にプラズマを閉じ込める方法である。⁽¹⁰⁾ 研究の歴史も古く、実験装置の数も多い。⁽⁸⁾⁽⁴⁾ しかし、磁力線に沿った粒子の損失が避けられないので、あまり長時間の閉じ込めを期待できない。⁽⁶⁾⁽⁷⁾ 磁力線に沿った損失を、両端に設けられたポテンシャル障壁によって低減するタンデムミラーや高周波を利用して損失を低減するRFブラギングの研究も行なわれている。しかし、効率の良い発電炉とするためには、磁力線に沿って逃げてくる粒子のエネルギーを効率良く電力に変換する技術（直接エネルギー変換）の開発が不可欠であるとも言われている。⁽¹²⁾ 複合型装置⁽¹¹⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾は、開放端型とトーラス型の良い所を取り入れた新しい形式として提案された。しかし、研究の歴史が浅く、物理的に解明されていない問題が多い。トーラス型装置は低ベータと高ベータの2種類に分けることができる。低ベータ装置は強い磁場で高温プラズマを長時間閉じ込めることを目指している（ $n \sim 10^{20} \sim 10^{21}$ 、 $\tau \sim 1 \text{ sec}$ 、 $T_i \sim 20 \text{ KeV}$ ）。ヘリオトロンはこの分類に属している。高ベータ装置は比較的弱い磁場で高温プラズマを閉じ込め、磁場の利用効率を上げて核融合炉を小型化しようとするものである。低ベータでは得られない多くの長所を持っているが、物理的に未解決の問題が多く、核融合炉にいたる里程表がはっきりしていないという問題がある。低ベータ装

置の研究はもっとも進んでおり、最初の核融合反応実証装置として期待されている。

§ 1.3 低ベータトラス研究の歴史

低ベータトラスの研究は1950年代前半に開始されたが、一般に知られるようになったのは、1955年の第1回原子力利用国際会議（ジュネーブ会議）からである。核融合炉を現実のものとするために、世界中の力を結集しようという呼び掛けに呼応して研究の内容がベールを脱ぎ始め、核融合の研究が広く世界的に開始され始めた。各国で多くの装置が作られ、各国間での開発競争が始まった。その頃の実験では、ソ連のトロイダルピンチ、米国のステラレータ、英国のゼータが有名である。しかし、これらの実験は十分な成果が上がらず、プラズマ制御の困難に苦しめられていた。どの装置も閉じ込め時間が理論的予想値をはるかに下まわるといふ、いわゆる、異常損失に悩まされ、目標のプラズマを得ることができなかった。

これらの核融合研究の苦難の時代は1960年代前半まで続いたが、ヨッフエ⁽⁴⁾ (Ioffe)による巨視的不安定性の安定化実験の成果が発表され、当面の苦難を打開する道が開け始めた。ヨッフエの成果、すなわち極小磁場の概念が数多くの直線装置に取り入れられ、現在の開放端型装置の基礎ができあがった。トラス型装置には平均極小磁場を用いた多極磁場配置⁽⁴⁾が取り入れられ、その有効性が大河、カースト (Kerst) によって実証され、類似の実験⁽¹⁶⁾や追試も数多く成された。オクタポール (Octupole) やスフェレータ⁽¹⁷⁾ (Spherator) で代表される多極磁場装置は、プラズマ内部に導体があって核融合炉に直接移行できるものではなかったが、平均極小磁場の安定化効果によって、閉じ込め性能が古典的なふるまいを示すプラズマを得た事の意義が大きく評価されている。これらの実験と同時に、平均極小磁場の有効性を原理的に解きほぐす仕事⁽¹⁸⁾がなされ、磁気シア、磁気井戸、軸対称性、連結距

離などの基本量と不安定性の抑止との関係の、理論的研究が促進した。

この多極磁場の実験的成功のあと、1969年の第3回核融合国際会議 (IAEA-CN-24)で発表されたソ連のトカマクの実験結果が、世界の注目をひいた。⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ トカマクでもっとも注目をひいた点は、閉じ込め時間の長さもさることながら、何と言ってもプラズマの温度が高い事、装置をスケールアップする度に得られるデータが改善されて行くという実績であった。これらの実験で得られた数値はそれ以前の常識をはるかに陵駕するものであったが、英国カラム研究所の測定チームがレーザ散乱で測定して電子温度がソ連自身の測定値(電磁測定により、間接的に電子温度を評価していた)に等しい事が発表され、トカマクの優秀性が客観的に認識された。

かくして、世界は今や大型トカマクによる炉の実現性が確実になる事を期待し、その方向に向ってあらゆる努力が集中している。現在までにソ連、米国、ヨーロッパ、日本等に様々な特徴を持つトカマクが建設され、数多くのデータが蓄積されている。今日、トカマクプラズマは、イオン温度が最高 7KeV 閉じ込め時間と密度の積 ($n\tau$ 値) は最大 $3 \times 10^{19} \text{ sec/m}^3$ ⁽²⁰⁾ に到った。この値はローソン条件のすぐ手前まで来ており、JT-60, TFTR, JETなどの次の大型トカマク装置では、ローソン条件の突破が、かなりの確実性を持って達成できるものと考えられている。その後の研究計画 (INTOR, ETF, NET, FERなど)の検討も始められ、1990年代に核融合発電炉実現の可能性も検討されている。

しかしながら、将来の実用炉の観点からは、いくつかの技術的工学的問題点が指摘されている。トカマクの問題点を以下に列挙する。

- 1) プラズマ電流が作るポロイダル磁場によって平衡を得る方式である。そのため、運転モードがパルス運転となるが、パルス運転のために点火を周期的に繰返す必要があり、熱サイクル、電流立ち上げ時の電磁力が炉の寿

命を縮める。

- 2) 電流の立ち上げ、立ち下げの速度を遅くし、壁負荷（熱負荷、電磁応力など）をできるだけ小さくする必要があるが、電流をゆっくり立ち上げ、ゆっくり立ち下げる技術が確立していない。特に、トカマクは電流が瞬時に消滅する disruptive instability（破壊的不安定）と呼ばれる不安定性を起こし易く、disruptive instabilityを抑制する技術を開発しなければならない。しかし、未だにその技術は確立していない。
- 3) トーラスの内側のせまい場所に、多くのコイルを設置する必要があり、装置が複雑になる。

このように、トカマクも多くの技術的問題点を持っているが、プラズマ物理の立場からはもっとも優れた成績をあげている装置である事に代りはなく、他形式の装置の目標は、現時点ではトカマクであり、トカマクに匹敵する高温プラズマを作れるかどうか、トカマクの欠点を補う炉としての特徴を持っているかどうかの研究の対象となる。

次に、トカマクの閉じ込めの性能の特徴について述べる。閉じ込めと言っても不純物や熱輸送の問題などを含めると範囲は非常に広く、それを詳しく説明するのは本論文の主旨からはずれる。ここでは、本論文のテーマであるヘリオトロンの平衡と不安定性の特徴と比較する意味で、トカマクの平衡と不安定性の概要のみを説明する。

トカマクの平衡は、プラズマ電流が作るポロイダル磁場と外部のコイルに流れる電流が作る強いトロイダル磁場によって磁力線に回転^{*)}を与え、トロイダルドリフトによって生じる荷電分離を磁力線に沿って流れる電流によって

*) 磁力線がトロイダル方向に一周する間にポロイダル方向に回転する角度を回転変換角と呼ぶ。

短絡することによって達成される。

プラズマ電流は、鉄心または空心変流器の一次巻線に変動電流を流し、電磁誘導で発生する電圧によって流されるが、平衡の保持と同時にプラズマの加熱も行なう。ただし、これだけでは電流のフープ力によってプラズマ環が広がろうとするので、フープ力に釣り合った内向きの力を加えるために、垂直磁場を加える。垂直磁場は、プラズマ電流とのローレンツ力によって内向きの力を発生するように印加する。プラズマ環の位置は、垂直磁場の大きさを垂直磁場コイルの電流を変えて制御するのが普通であるが、垂直磁場コイルの代りに導電性のシェルを用いることもある。プラズマの動きに応じた誘導電流がシェルに流れ、プラズマを真空容器の中央に押し戻す磁場が発生する。特別な制御機構が必要でなく、装置が単純になるので小型トカマクでよく使われている。しかし、プラズマの保持時間がシェルの表皮時間より長くなると有効でなくなり、放電時間の長い大型装置で使うことはできない。

このように垂直磁場によってプラズマの位置が制御されるが、プラズマ圧力が上がってベータ値が高くなると、フープ力が増大し垂直磁場で制御しきれなくなる。この意味でベータ値の上限が存在し、(1.5)式で表わされる。

$$\beta_c \simeq \frac{a}{R_0} \epsilon^2 \quad (1.5)$$

ここで ϵ は回転変換（回転変換角—ラジアン単位—を 2π で割った値）， a はプラズマ小半径， R_0 は主半径である。回転変換はプラズマ電流による不安定性によって制限される（ $\epsilon < 1$ ）ので、高ベータのプラズマの平衡をとるためにはアスペクト比（ R_0/a ）の小さな装置を建設する必要がある。このことは、トカマク建設を技術的に難しくする、トカマク装置の欠点の一つである。

トカマクの不安定性については多くの研究がなされ、理論的解析も進んでいる。不安定性の中でも、プラズマの電磁流体的性質によって生じるMHD不安定性（巨視的不安定性とも呼ぶ）は、プラズマ環全体を壊す可能性のある危険な不安定性であるが、その中でも、disruptive instability（破壊的不安定）と呼ばれる現象がトカマクによる核融合炉実現の大きな障害になっている。disruptive instabilityは、以下のように分類できる（本論文ではこの分類を用いるが、文献によっては他の呼び方をするものもある）。

(1) external disruption

プラズマ電流やループ電圧などの顕著な変化を伴う不安定性であり、ループ電圧に負のスパイクが発生するのが特徴である。この不安定性が起きますと、プラズマがリミッターや真空容器などの金属壁に接触し、金属壁が溶けたり、破壊されたりする危険がある。この不安定性は、安全係数 q （回転変換 ι の逆数）が2及び3の磁気面が存在する時に不安定になり易い、ティアリング不安定性で説明されている。external disruptionは、その大きさによって2つに分けられる。

i) major disruption

この不安定性のためにプラズマが壊れ、放電が停止するようなexternal disruptionである。トカマクによる核融合炉実現のためには、major disruptionを抑制する技術開発が必要であり、核融合炉にとってもっとも危険である。

ii) minor disruption

external disruptionが生じてても、放電停止までは至らない場合である。minor disruptionは、初期の小型トカマクではよく観測されたが、プラズマを制御する（主に、位置制御、密度制御、金属壁の洗浄）技術が進歩して抑制される傾向にあり、大型トカマクではあまり問題になっ

っていない。

(2) internal disruption

プラズマから放射される軟エックス線領域のエックス線（プラズマ内部での制動放射，再結合放射で発生する）に，のこぎり波状の変化（sawtooth oscillationと呼ばれている）があることがわかり，発見された不安定性である。プラズマ電流やループ電圧の変化は少なく，そのために放電が停止することもない。しかし，この不安定性によってプラズマ中心付近（ $q = 1$ の磁気面より内側）の熱エネルギーが，急激に外側に放出される現象が，周期的に起きていることが分かっている。小型の装置ではプラズマの持つエネルギーが大きくないので，装置に与える影響は小さい。ただし，エネルギーの閉じ込め時間という観点から見れば，閉じ込め時間を短くしているので，ローシン条件を突破する障害になる。さらに，実証炉クラスの大型装置では，プラズマの持つエネルギーが大きいために，金属壁への熱負荷の増加を無視できず，炉の寿命を短かくする可能性がある。理論的には， q が1の磁気面の回りで，抵抗性の不安定性（ティアリング不安定，抵抗性キンク不安定性など）が生じるためであるとされているが， q が1の磁気面があれば必ず不安定になるので，大電流を流し，高温のプラズマを閉じ込める大型装置では避けられない不安定性である。

§ 1.4 ヘリオトロロン磁場によるプラズマ閉じ込め研究の歴史

ヘリカルヘリオトロロン磁場は宇尾光治によって提案，解析された磁場配位であり，回轉變換と磁気シアの極めて大きい外部導体系の磁場配位である。大きな回轉變換と磁気シアによってベータの高いプラズマを閉じ込めることのできる可能性を持っており，disruptive instabilityの影響が少ない等の特徴を持っている。外部導体によって磁力線の回転を作って平衡を得ているので，プラズマ電流を必ずしも必要とせず，定常核融合発電炉としての可能

性を持っている。本節ではヘリオトロン磁場によるプラズマ閉じ込め研究の歴史を概観する。

ヘリオトロン磁場は、零磁場の中性線環を持つ磁場を軸方向に周期的に連²⁴⁽²⁵⁾²⁶らねて出来る波形磁場が基本型である。この磁場は方向と電流値の異なる2種類のコイルを交互に一定間隔で配列する事によって実現される。軸に近い内部領域と中性線環から外側の壁を切る磁力線群の領域を分離し、プラズマ柱を真空容器壁から引き離す磁気リミッターとして役割が目的とする所であった。

実験装置は1959年建設のヘリオトロンAが最初であるが、テスト中に磁器製の真空容器が壊れてしまい、本実験に至らなかった。ヘリオトロン磁場の磁気リミッターとしての働きを最初に実験で示したのはヘリオトロンB装置である。ステンレス製の真空容器の中にジュール加熱によってプラズマ²⁷²⁸が作られ、生成されたプラズマが容器壁から離れている事が確かめられた。ところが、ヘリオトロンBはレーストラック形をしていた上に磁場のつくり方に不整なところがあり、あまり良いプラズマが得られなかった。そこで真円トラスにして磁場の性質を詳しく調べるために、ヘリオトロンC装置が1965年に建設された。おなじくジュール加熱でプラズマが作られ、等電位面が閉じている事、垂直磁場による閉じ込めの改善等が明らかになった。しかしプラズマは乱流的で良い閉じ込めとは言えなかった。その原因についても調べられ、磁気中性点からの間欠的なプラズマの漏れがある事がわかった。これはプラズマ中を流れる電流によって磁気中性点近くの磁場が破壊され、そこからの漏れが非常に大きいという事であった。²⁹この異常損失を避ける目的で、磁気中性点直下の負コイルを沈めた磁場配位が考えられ、ポロイダルヘリオトロンと名付けられた(現在では、ヘリオトロンA、B、Cの波形磁場も、ポロイダルヘリオトロンと呼ばれている)。これは、磁気中性点の外側にもブ

ラズマを作り、漏れ出て来たプラズマをもとに戻そうという試みであるが、極小磁場の性質を持っているので安定性に対しても有利であった。実験は、直線ミラー装置の中に1個のポロイダルリングを置いて行なわれ、静かなプラズマが得られた。密度の減衰時間がボーム時間の1.3倍という、その頃としては優秀な閉じ込め性能を示した。⁽²⁹⁾しかし、ポロイダルヘリオトロン磁場は内部導体系の装置であり、核融合炉として使えない事は明らかであった。そこで、内部コイル列を螺旋状につないだヘリカルヘリオトロン磁場を持つヘリオトロンD装置が1970年に建設され、実験が開始された。⁽²³⁾⁽³⁰⁾⁽³¹⁾ヘリカルヘリオトロン磁場の名称はヘリオトロン磁場の研究の当初からあったが、実際に装置が作られ、実験が行なわれたのはヘリオトロンD装置が最初である。(現在では、ヘリオトロン磁場と言えばヘリカルヘリオトロン磁場を指す。以下では、ヘリカルヘリオトロン磁場をヘリオトロン磁場と略す。)

ヘリオトロンD装置では、電子サイクロトロン共鳴加熱とプラズマ銃によって比較的低温低密度のプラズマが作られ、アフターグロープラズマの閉じ込め性能に関して、多くの実験が行なわれた。その後、ジュール加熱装置が増設され、実験が行なわれた。既に多くの論文によって、閉じ込め実験の結果が発表されている。以下に、ヘリオトロンD装置で明らかになった実験結果をまとめる。

- (1) アフターグロープラズマの粒子閉じ込めは、磁場依存性を除いて新古典拡散理論と一致する。⁽³³⁾⁽³⁴⁾⁽³⁸⁾
- (2) ヘリオトロン磁場のセパトリクスが磁気リミッターの働きをするので、金属リミッターなしで、プラズマを真空容器壁から離せる。⁽³⁵⁾⁽³⁹⁾
- (3) ヘリオトロン磁場のセパトリクスはダイバータの役割を持ち、ダイバータとして有効に働く。⁽³⁵⁾⁽³⁷⁾
- (4) external disruption が起きない。⁽⁴⁰⁾

- (5) なんらかの不安定性が存在するが、巨視的パラメータの変化として観測されるような、大きなものではない。⁽⁴¹⁾
- (6) ガス圧が低い領域で電流阻止現象が起きるが、これはガスの不足が原因であり、パフ（高速ガス供給装置）の利用によって回復できる。⁽⁴²⁾
- (7) ジュール加熱プラズマのエネルギー閉じ込めは、電子に関して擬古典拡散理論に従う。⁽⁴⁰⁾⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾
- (8) プラズマ電流による回転変換 ϵ_{oh} を 1 以上にできる（トカマクでは、 $\epsilon_{oh} = i$ で電流値が制限される - Kruskal Shafranov の制限）。すなわち、ジュール加熱による注入エネルギーを多くできる。
- (9) ジュール加熱によって、電子温度 170 eV、電子密度 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマが生成された。⁽⁴³⁾
- (10) 高周波加熱（シアールベン波）を加えて、電子温度 300 eV、電子密度 $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のプラズマが生成された。⁽⁴⁵⁾

などである。

以上のようなヘリオトロン D 装置の実績をもとに、1975 年に強磁場実験装置ヘリオトロン D M 装置⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾（最大磁場 1 T、主半径 0.45 m）、1980 年に現存の大型トカマク（PLT や TFR など）に匹敵する規模を持ち、ヘリオトロン装置による核融合炉を実現するための基本的性能を調べる本格的な実験装置ヘリオトロン E 装置が建設され、将来のヘリオトロン型核融合炉の実現を目指し、研究が進行中である。

第2章 ヘリカル・ヘリオトロン装置

§ 2.1 序

低ベータトロイダルプラズマの閉じ込め実験を目的として、ヘリカルヘリオトロン磁場を持つ装置が建設され、研究されている。

1970年4月より実験されているヘリオトロンD装置は、ヘリカルヘリオトロン磁場装置として世界最初のものであり、多くのデータの蓄積が行われた。1976年には、強磁場(1T)の実験装置としてヘリオトロンDM装置が建設され、ヘリオトロン型閉じ込め磁場の比例則や、エラー磁場の効果が調べられた。D装置、DM装置の研究成果を基にして、非軸対称装置としては世界最大の規模を持つヘリオトロンE装置が建設され、1980年4月より本格的な実験が開始された。

本章では、本研究の実験装置であるヘリオトロンD及びE装置の諸パラメータについて説明し、本研究とかかわりの深い測定法について述べる。

§ 2.2 ヘリオトロンD装置

2.2.1 装置本体

全体図を図2.1に示す。ヘリオトロンD装置の詳しい説明は、多くの機会^{(1)~(5)}になされている。ここでは、その概略のみを記す。

真空容器は、大円径10.5m、小半径0.3mの真円トラスで、材質は5mm厚のステンレス鋼である。真空容器はトラス方向に2分割されており、ジュール加熱用ループ電圧を短絡しないように、絶縁ボルトとバイトン製Oリングによって絶縁されている。 $\ell=2$ のヘリカルコイルはトラス方向に一回りする間に12.5回トロイダル方向に回る構造を持ち、1ピッチあたり4本のインコネルスポークによってケージから懸架され、ケージはレベルによって容器内壁に固定されている。ヘリカルコイル、ケージ、真空

HELIOTRON-D

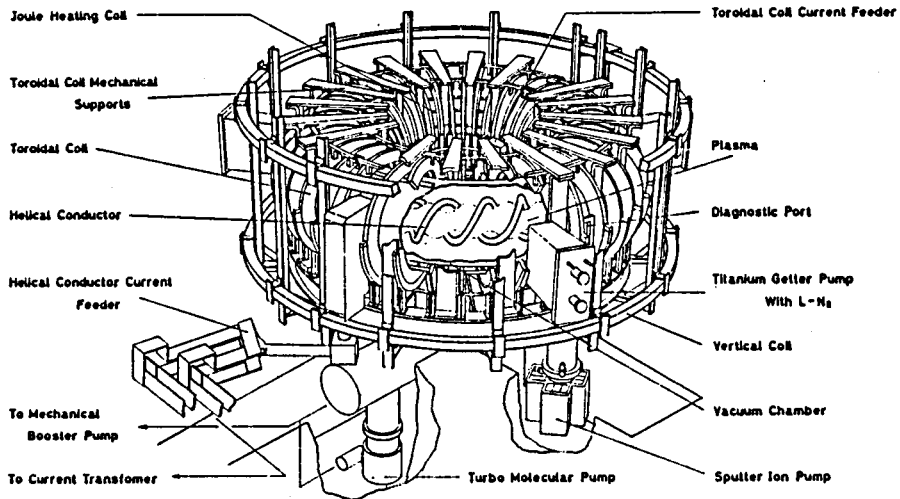


図 2.1 ヘリオトロン D 装置の概念図，装置の大きさは，プラズマの大半径が約 1 m である。

容器は，テフロンとセラミックによって絶縁されている。ヘリカルコイルはニッケルメッキされた直径 0.04 m の無酸素銅の丸棒であり，中心の水冷却管で冷却されている。ヘリカルコイルの大半径は 1.085 m，小半径は 0.13 m，ピッチ長は約 0.55 m である。真空容器の内部にヘリカルコイルを設ける方式を採用しているので，セパトリクスが容器壁を切る事なく，みずから閉じる様な配置が可能である。

放電管外部には，40 コのトロイダルコイル，2 コの垂直磁場コイルが設置され，^{*2)} ^{*3)} α^* 及び β^* の異なった，多種の磁場配位の実験ができる。さらに，

*1): ポロイダル磁場がゼロの点を通る磁力線

2): ヘリカルコイルの作るトロイダル磁場 $B_{h\phi}$ とトロイダルコイルの作るトロイダル磁場 B_t の比 $\alpha^ = B_t / B_{h\phi}$

3): ヘリカルコイルの作るトロイダル磁場と垂直磁場コイルの作る垂直磁場 B_v の比 $\beta^ = B_v / B_{h\phi}$

*1), *2), *3) について，第 3 章で詳しく述べる。

ジュール加熱用空心変流器として、9ターンのトロイダルマルチポール型コイルが巻かれており、漏れ磁場がプラズマ閉じ込め領域で極力小さくなるように配置されている。

2.2.2 真空排気装置

真空排気系は、ターボ分子ポンプ (650 l/sec) 1台、メカニカルブースタポンプ1台、ロータリーポンプ2台、からなる主排気系と、チタングッターポンプ (1400 l/sec , LN_2 シュラウド付) を用いている。放電管壁は約 100°C のベーキングが可能であり、到達真空度は 5×10^{-7} torr である。ベーキングの他に、真空容器表面の洗浄のため、ヘリカルコイルと真空容器を電極とするグロー放電⁽⁶⁾と、ジュール加熱プラズマによる放電洗浄が行なわれる。

真空容器内へのガスの供給は、定常的供給法としてリークバルブ、パルスの供給法として高速電磁弁を用いることができるが、プラズマの時間変化に応じたガス圧の制御は行なっていない。ガスは水素とヘリウムを用い、ガス圧はジュール放電の場合、 $1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-3}$ torr である。

2.2.3 電源装置

各コイルへの電流供給源は、約 1 MJ のコンデンサーバンクである。放電とパワークローバ用スイッチには、イグナイトロンが用いられ、6チャンネルのプリセットカウンタ出力パルスによって点弧される。電源系の充放電制御は、すべて制御室からの遠隔操作であり、2～3分に一度の自動運転が可能である。

各磁場コイル電源の仕様を表2.1に示す。ヘリカルコイルと垂直磁場コイルの回路はトランスによって結合されており、 β^* を時間的に一定に保つ設計になっている。 β^* の変化は、垂直磁場コイル用トランスのターン数をタップによって切換えて行なわれる。ジュール加熱用空心変流器の回路には、

表 2.1 ヘリオトロン D 装置のコイル及び電源の仕様

	寸法，形状	軸上 最大磁場 (KG)	最大電流 (KA)	冷却 方式	コンデンサー バンクと コイルの結合	パワー クロック	コンデン サーバン ク	運 転
ヘリカル コイル	$L=2, \epsilon=125$ 大半径 1.085m 小半径 0.13m 導体直径 0.04m	2.7	6.0	水冷	126:1のトランス結合			
垂直磁場 コイル	125ターンの半径2m のコイル 上下各1個	0.5	0.5	自然	ヘリカルコイル用ト ランスの一次側に直 列につながったトラ ンス。電動タップに よってターン数を変 化し β^* を変える。 ($\beta^*=-0.12\sim-0.17$)	なし	全体で 10kV 1MJ	約3分に1回 の自動的充放 電 時間は，ヘリ カルコイル用 コンデンサー バンクの充電 時間で制限さ れている。
トロイダル コイル	20ターンのコイル 40個	5.0	3	自然	リアクトルを通して 直接接続	あり		
ジュール加熱 コイル	9ターンのトロイ ダルマルチポール 型巻線	~ 0		自然	(スローバンク) 5:1 \sim 50:1 タップ切換のトラン ス (ファーストバンク) 直接接続	あり		

2 種類のコンデンサーバンクが接続されている。ひとつは、予備電離用高圧パルスを得るためのもので、ファーストバンクと呼ばれている。もうひとつは、本来のジュール加熱用のもので、スロースバンクと呼ばれている。

図 2.2 にジュール放電のタイムシーケンスを示す。ヘリカルコイル、垂直磁場コイル、トロイダルコイルの電流を立ち上げ、コイル電流の平坦な所でジュール放電を行う。予備電離には、ジュール用ファーストバンクとタングステンフィラメントが使用されている。

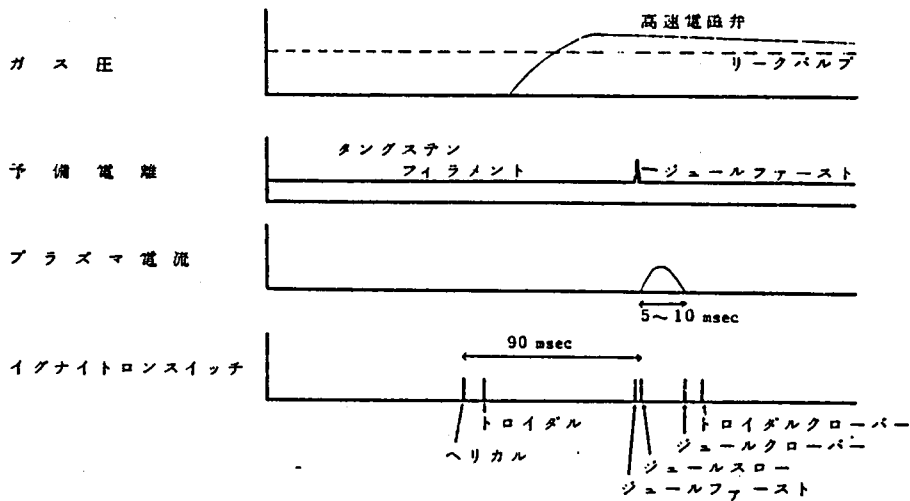


図 2.2 ヘリオトロン D 装置の放電シーケンス

2.2.4 測定器

図 2.3 に測定器の配置、表 2.2 に測定法の配置を示す。本節では、本研究とかかわりの深い、磁気プローブ、データ処理、軟 X 線計測について述べる。

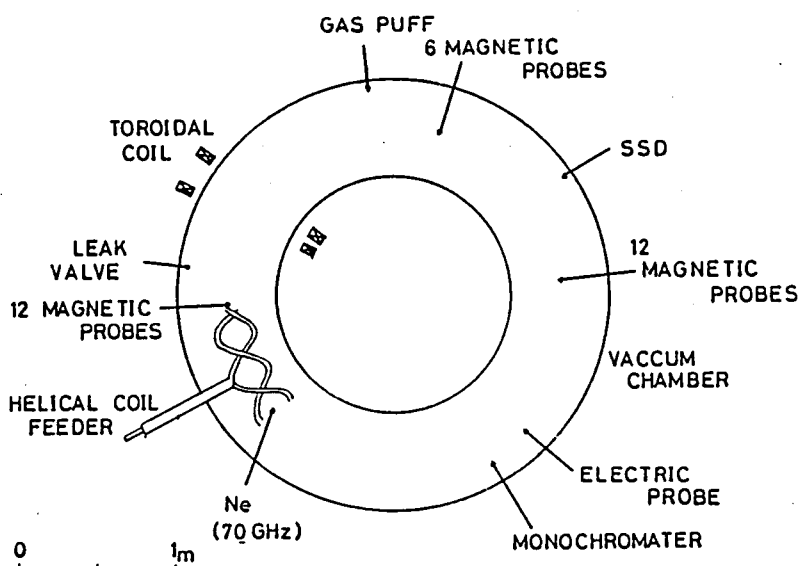


図 2.3 ヘリオトロン D 装置の測定器配置図。

Rb-laser 及び SSD は同一ポートを使い，実験目的に応じて取り替える。

表 2.2 ヘリオトロン D 装置の測定法一覧

パラメータ	測 定
1. ループ電圧	真空容器絶縁部の電圧測定
2. プラズマ電流	ログスキーコイル
3. 電子温度	トムソン散乱 (Rb-laser) 静電プローブ
4. イオン温度	プラズマ光のドップラー拡がり計測
5. 電子密度	μ 波干渉計 (70 GHz)
6. 不純物	可視分光器
7. 不安定性	磁気プローブ 軟エックス線測定 (SSD)
8. プラズマ位置 (データ処理)	磁気プローブ パーソナルコンピュータ オシロスコープ

1) 磁気プローブ

磁気プローブは、ループの中を通る磁束の変化によって発生する電圧から、磁束密度を測定する。

トロイダル方向の3箇所、合計30ヶの磁気プローブが取り付けられており、ポロイダル磁場を測定する向きに置かれている。図2.4に、ポロイダル断面の配置を示す。各磁気プローブは0.2 mm厚のステンレス容器に収められている。ステンレス容器は、プラズマが磁気プローブに当たるのを防ぐと同時に、静電シールドを兼ねている。図2.5に磁気プローブの外観を示す。各磁気プローブは、直径5 mm、ターン数700である。図2.6は、磁気プローブによる磁場の測定結果の一例である。

ヘリカルコイルの他のコイルは全て開放にしてあり、ヘリカルコイルに流れる電流の作る磁場のみを測定したものである。実線は、ビオサバールの法則による計算値であるが、測定値と良い一致を示している。

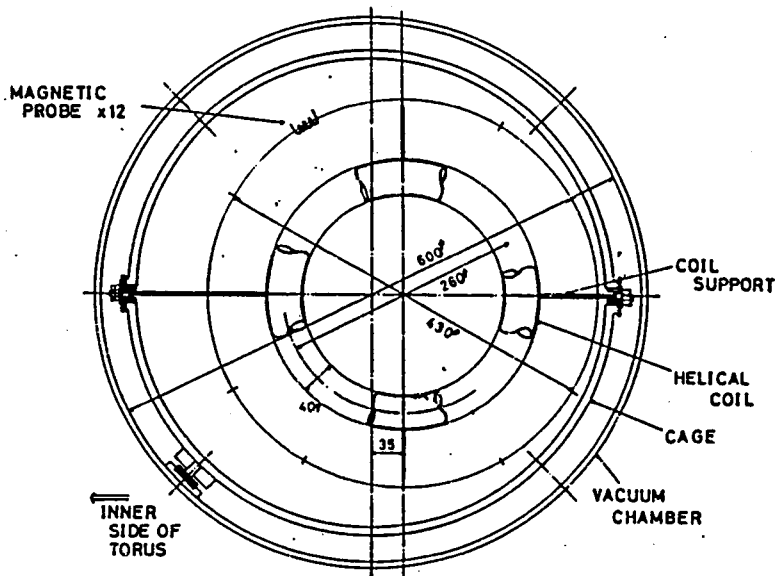


図 2.4 ヘリオトロンD装置の真空容器ポロイダル断面図。
ケージに固定された磁気プローブの配置を示す。

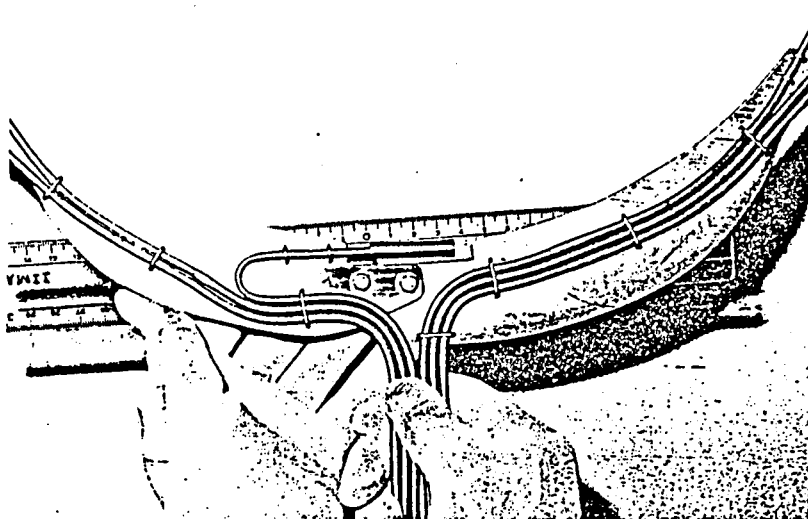


図.2.5 磁気プローブの外観写真。直径 5 mm，ターン数 700 の磁気プローブがステンレス容器（長さ約 34 mm）中に収まっている。

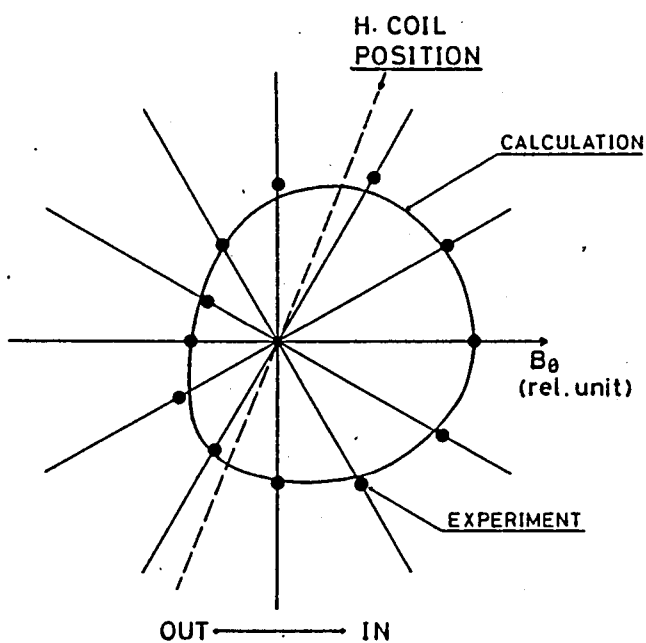


図 2.6 ヘリカルコイルの作るポロイダル磁場 B_θ の分布。
実線は計算値，●は磁気プローブによる測定値

2) データ処理とスペクトル解析

ヘリオトロンD装置では、不安定性を実験的に調べるために磁気プローブを用いた。磁気プローブには、不安定性によって発生する磁場変化に比例した電圧が誘起されるので、磁気プローブの信号を解析すれば、不安定性のモードなどが分かる。しかし、磁気プローブの信号には、不安定性による磁場変化の他にプラズマ電流の変化や誘導雑音など、多くの成分が情報として混在しており、その中から目的の不安定性の成分を選び出す必要がある。多くの信号の中から目的のものを選び出すには、相関計やスペクトルアナライザーなどが有力な道具として使われるが、本来これらは定常現象の測定には不向きである。そのためヘリオトロンD装置では、一時記憶用の高速デジタルメモリーとパーソナルコンピュータを組み合わせたデータ処理システムを作り、デジタル処理によって目的の信号を選び出す方法を採用した。

ヘリオトロンD装置のデータ処理システムは、図2.7のように構成されている。このシステムの根幹をなすものは、8ビットの波形記憶装置とパーソナルコンピュータである。周辺機器は、記憶データのモニター用オシロスコープ、解析結果を表示するCRTとドットプリンター、データの保存用ミニフロッピーディスク装置から成っている。このシステムは、全てBASIC言語で制御でき、初心者でも比較的容易に取り扱えるように設計されている。また不安定性実験以外の目的でも使えるように、必要によってシステムを拡張できる構成になっている。

実験データの流れは、概略以下のとおりである。磁気プローブの信号は、必要によって積分器などを通ったあと、波形記憶装置に入力される。波形記憶装置では、備え付けの低周波通過フィルターによってサンプリングに有害な高周波成分を取り除き、高速A/D変換器でデジタル信号に変換

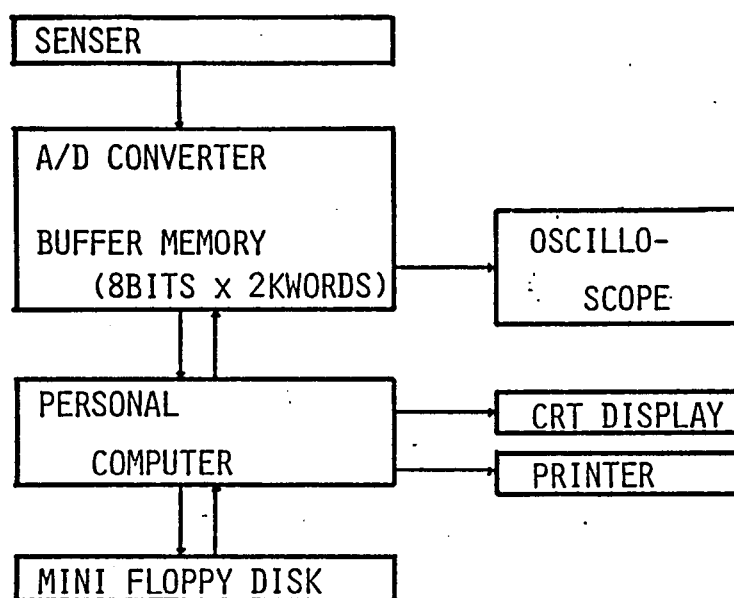


図 2.7 ヘリオトロン D のデータ処理システムフローチャート

し、波形記憶装置のメモリーに貯える。このデータは、D/A変換器でアナログ信号として出力し、オシロスコープで見ることができる。オシロスコープでは、入力レンジやサンプリング時間の不整及び実験の再現性等を調べ、適当と判断したデータをパーソナルコンピュータに転送する。パーソナルコンピュータは、データを実験後の解析のためにミニフロッピーディスクに保存する。その転送時間は、波形記憶装置からミニフロッピーディスクに2000個のデータを転送するのに約1分間である。実験は、普通3分程度の放電間隔で行なうので、放電と放電の間に解析する（約10分必要）ことができない。そのため、解析は実験が終わってからまとめて行なう必要がある。

多くの情報が混ざった信号の中から目的のものを選び出すには、いろいろな解析法を用いることができるが、不安定性実験のためには、記憶容量や演算速度の関係から高速フーリエ変換（FFT）によるスペクトル解析

によって、周波数の違いで信号を分離する方法を採用した。図 2.8 に解析のフローチャート、表 2.3 にその内容を示す。^{14) 15)}

ヘリオトロン D 装置のデータ処理システムは、同時に 2 つの磁気プローブの信号を処理できる。そこで、異なった位置の 2 つの磁気プローブでボロイダル磁場の変化を測定し、それらの位相差を計算して不安定性のモードを推定した。実際には、磁気プローブの信号を F F T によって周波数スペクトルに分解し、そのパワースペクトルと相互スペクトルから、もっともパワースペクトルの大きな成分の位相差を求め、不安定性に係わる再現性のあるデータを選び出した。サンプリング時間 Δt やデータ数 N は、対象とする現象の周波数や持続時間などから適当なものを設定する必要がある。

スペクトル解析

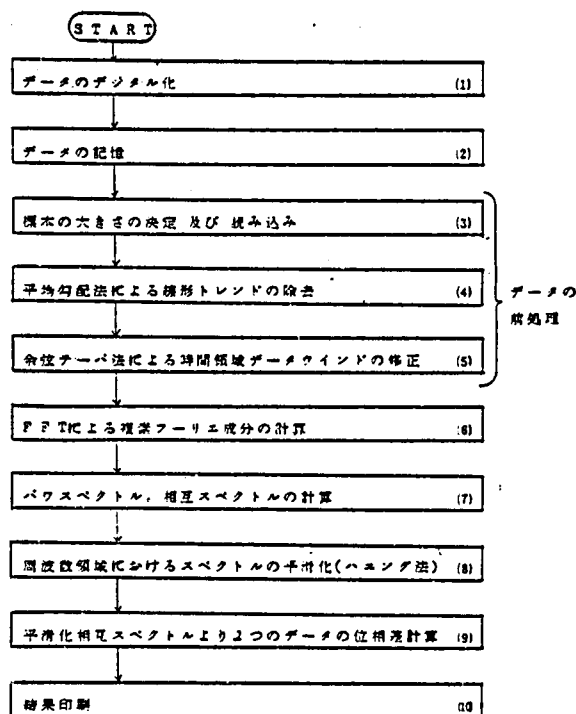


図 2.8 磁気プローブ信号のスペクトル解析フローチャート。
F F T は高速フーリエ変換。

表 2.3 図 2.8 の各ステップの説明

(1)	ディジタルメモリーによってアナログデータをディジタル化し記憶する。ディジタルメモリーは NF 社の WM-812A (サンプリングタイム $1\mu\text{sec}$ 以上, 最大感度 100mV_{p-p} 8 ビット) である。
(2)	ディジタルメモリーよりパーソナルコンピューターの外部メモリー (ミニフロッピーディスク) にデータを転送。パーソナルコンピューターはソード社の M223markII である。
(3)	データ数 (256 または 128) を決定し, サンプルデータを外部メモリーから主メモリーに転送。
(4)	サンプルデータのうち, 目的とする周波数よりもはるかに低周波の成分 (リニアトレンド) を除去する。
(5)	データ長が有限であるために生じるデータ前後端の影響を減らす。データの初めと終り $1/10$ ずつの部分にコサイン型の滑らかなデータウィンドーを掛ける。
(6)	高速フーリエ変換 (FFT) によって, 複素フーリエ成分を計算する。
(7)	複素フーリエ成分から, パワースペクトル, 相互スペクトルを計算する。
(8)	(7) で得られるスペクトルは推定誤差が大きく, 一般に激しい振動を示すので, 平滑化処理 (ハニング法) によって滑らかなものにする。
(9)	相互スペクトルから位相差を計算する。

るが, 本実験では, 記憶容量と演算速度の制限と不安定性の周波数 (5 ~ 20 kHz) 及び持続時間 (約 1 msec) を総合的に判断し, $\Delta t = 5\mu\text{sec}$, $N=128$ を用いた。この場合, 周波数分解巾は 1.6 kHz, 最大周波数 100

kHz, 測定時間 $640\mu\text{sec}$ となり, ヘリオトロンD装置の不安定性実験の解析には十分である。

上で述べたスペクトル解析は, 本来定常過程の分析に用いる方法である。したがって, 現象が短時間なものについては適用できない。現象が短時間なものについては, オシロスコープ写真あるいは波形記憶装置の出力波形を直接分析する。

3) 軟X線計測

高温プラズマ内部の不安定性を軟エックス線によって調べることができ⁽¹²⁾る。

高温プラズマからは, 制動放射と再結合放射の機構による連続的なエネルギー Spektrum を持つ, 軟X線領域の光子が放出される。この光子は, 内部の高温プラズマの電子温度と電子密度を反映している⁽¹²⁾。この測定法は, トカマクやステラレータにおける破壊的内部不安定性の検出に用いられ, 多くの成果を得ている。しかし, ヘリオトロン装置では, 今までこの測定法は用いられたことがなく, 破壊的内部不安定性によるのこぎり波状の振動 (sawtooth oscillation) の有無も不明であった。本研究では, ヘリオトロンD装置に始めて軟X線計測を適用した。

図2.9は, 軟X線計測システムの概略図である。検出器は表面障壁型半導体検出器 (SSD) であり, $20\times 40\text{mm}^2$ のスリットを通してプラズマ中心部を見ている。SSDの感度は, 可視光の低エネルギー領域から軟X線領域まで広がっている。従って, 制動放射と再結合放射による軟X線のみを検出するために, 低エネルギー領域の光子を遮断する金属箔をSSDの前に置く必要がある。金属箔としては, ベリリウム箔等の原子量の小さい金属が使用されることが多い。しかし, ヘリオトロンD装置のプラズマのように比較的低温 ($50\sim 100\text{eV}$) の場合には, ベリ

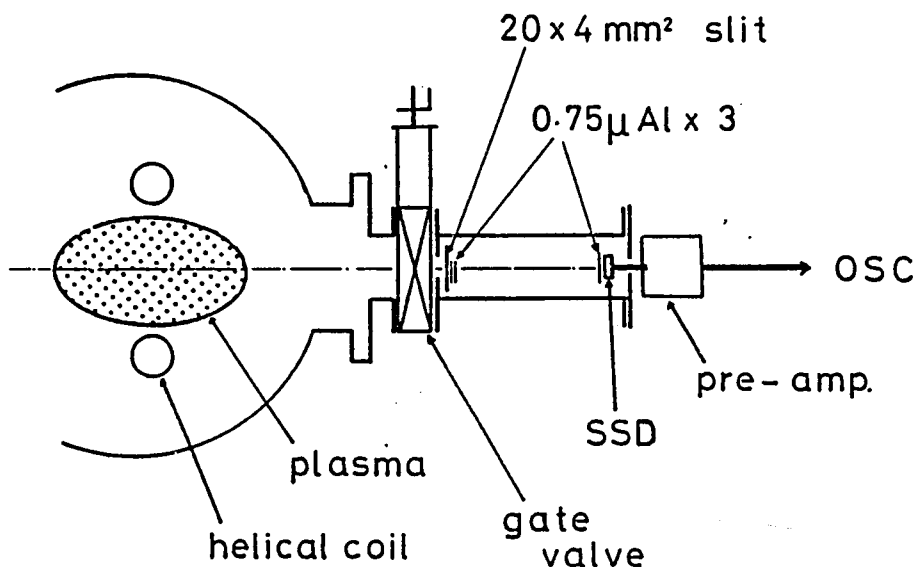


図 2.9 軟 X 線計測システムの概念図。SSD (表面障壁型半導体検出器) は、スリットを通してプラズマ中心部のみを見ている。

リウム箔では目的のエネルギー領域の光子まで遮断してしまい、十分な感度が得られない。そこで、ヘリオトロンド装置ではアルミ箔を用いた。アルミは原子量が大きく、ベリリウムに比べて遮断効果は大きい。箔の厚みを薄くでき、低エネルギー領域まで感度を持ったシステムを作ることができる。

アルミ箔は、0.75 μm 厚を 3 枚使用した。図 2.10 に、この検出器システムの検出効率と、軟 X 線のエネルギースペクトルを示す。この図から検出器は 0.5 ~ 20 keV のエネルギー範囲に感度があることがわかる。この検出効率を持ったシステムで 50 ~ 100 eV のプラズマを測定する場合、SSD に検出されるのはエネルギースペクトルの裾の方のみである。従って、検出器の出力は電子温度に大きく依存する。

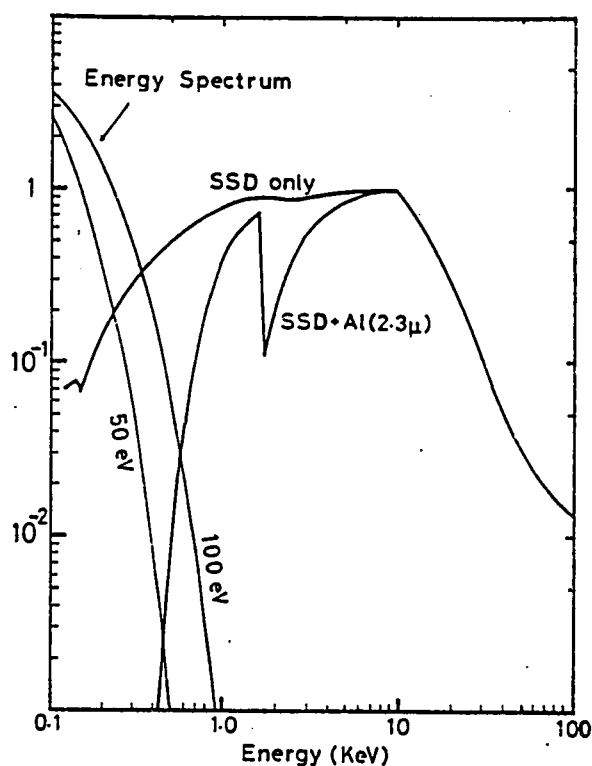


図 2.10 軟 X 線検出器の検出効率。SSD only では可視領域まで感度があるため、Al 箔で低エネルギー領域の光子を遮断している。

§ 2.3 ヘリオトロネ装置^{(7)~(11)}

2.3.1 装置本体

全体図を図 2.11 に、装置の主要パラメータを表 2.4 に示す。ヘリオトロネ装置の各構成要素のうち、最も重要な部分を真空容器とヘリカルコイルが占めている。真空容器は、ボロイダル断面がレーストラック状で、ヘリカルコイルと同じピッチで回転する構造をしており、その外側にヘリカルコイルが巻かれている。真空容器は、1 ピッチ当り 10 個のプレスされた素片を電子ビーム溶接によって成形し、精度よく製作された。トロイダル方向には 2 分割され、テフロンによって互いに絶縁されている。各種ボ

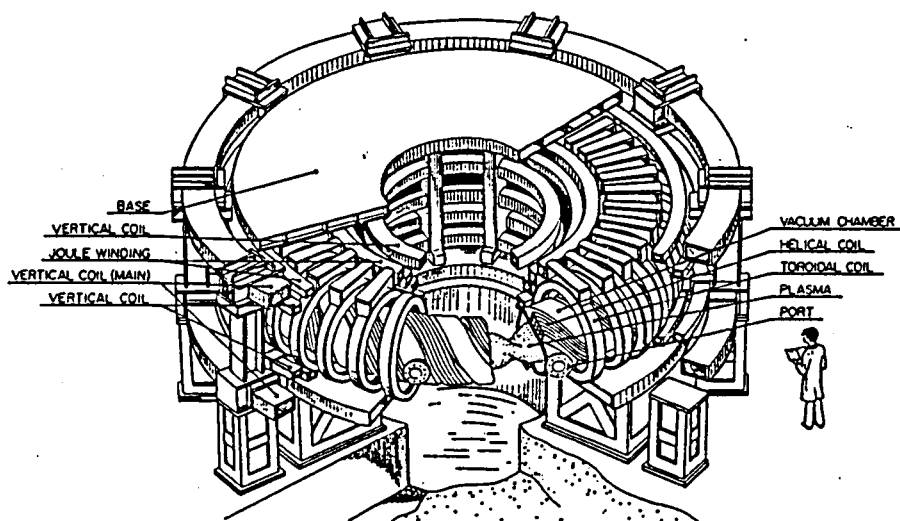


図 2.11 ヘリオトロロンE装置の概念図。装置の大きさは，
プラズマの大半径が2.2 mである。

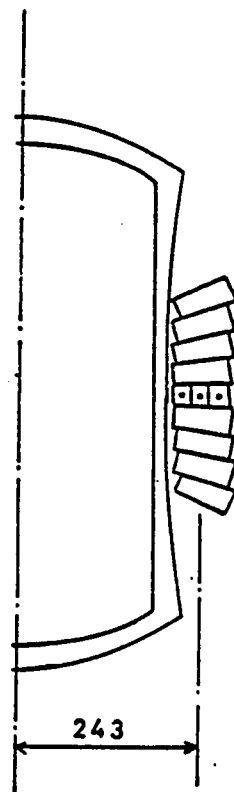
表 2.4 ヘリオトロロンE装置のパラメータ

真空容器大半径	R_0	2.2 m
小半径	a	0.21~0.4 m
材 質		YUS170
ヘリカルコイル磁場の トロイダル方向成分	$B_{h\varphi 0}$	20 KG max
トロイダルコイル磁場	B_{t0}	6 KG max
バーチカルコイル磁場	B_v	3.7 KG
ヘリカルコイルピッチ数	κ	9.5
	\mathcal{L}	= 2
コイル電流	I_h	9×12.9 KA max
トロイダルコイル数		38
フラットトップ時間		0.5秒
放電繰り返し時間		4~10分
電 源		330 MVA max

ートは総計で 30 個以上あり，最大のものは作業員が真空容器の中へ入れるように設けられるマンホールポートである。ヘリカルコイルは真空容器の外側に巻き付けられ，電磁力によって小半径方向に広がろうとする力を FRP と厚肉バンドで押さえ付ける構造になっている。ヘリカルコイル導体は，無酸素銅素線を 3 本積み上げ 1 ターンとし，9 ターンで構成されている。

図 2.12 にヘリカルコイルの断面形状を示す。各ターンは，エラー磁場によって発生する磁気アイランドを減らすために 9 ケ所に分散された同軸給電部により通電される。

他に， α^* 変化のためのトロイダルコイル，ジュール加熱のための空心変流器コイル，さらに垂直磁場コイルが巻かれている。垂直磁場コイルは 2 系統になっている。1 系統はヘリカルコイルと直列接続しており，ヘリカルロン E の最適垂直磁場 $\beta^* = -0.185$ ($\alpha^* = 0$) になるように設定されている。 β^* を変えるためには，もう 1 系統の補助垂直磁場コイルの電流を変更するようになっている。



2.3.2 真空排気装置

真空排気装置は，ターボ分子ポンプ 2400 l/sec 4 台，250 l/sec 2 台，メカニカル

図 2.12 ヘリオトロン E 装置のヘリカルコイルの断面形状

ブースタポンプ 2 台，ロータリーポンプ 4 台からなる主排気システムと，スパッタイオンポンプ 2 台，チタンゲッターポンプ 1 台からなる補助排気システムとからできている。また，ターボポンプの高真空側に液体窒素冷

却コールドトラップが設けられ，真空排気系から真空容器中への油上りを防止している。

約 100°C のベーキングによって到達真空度 2×10^{-8} Torr が達成されているが，他に放電洗浄による容器壁の洗浄が行なわれている。放電洗浄には2種類あり，AC放電と通常放電が併用されている。AC放電は，弱磁場（1 KG）で60 Hzの電圧を印加し，約1分間の連続放電を行なうものである。

ガス圧の制御には圧電素子バルブが用いられ，ガス流量の時間制御を行なうことができる。

2.3.3 電源装置

各コイルに電流を供給する電源は、エネルギー蓄積型電動発電機（MG）が使用されている。誘導電動機によって650 rpmまで加速された発電機回転子の蓄積エネルギーを用いて、330 MVAの電気出力を約2秒間取り出すことができる。図2.13に電源システムの系統図を示す。発電機で発生する交流電力は、サイリスター整流回路によって直流（サイリスターチョップによる1～2%のリップル成分を含む）に変換され、各コイルに給電される。図2.14に各コイル電流の時間変化（通常放電）を示す。ジュール加熱用空心変流器コイルの回路には、空気開閉機とサイリスタースイッチによる電流制御回路がついており、約0.5秒間のジュール加熱が可能である。

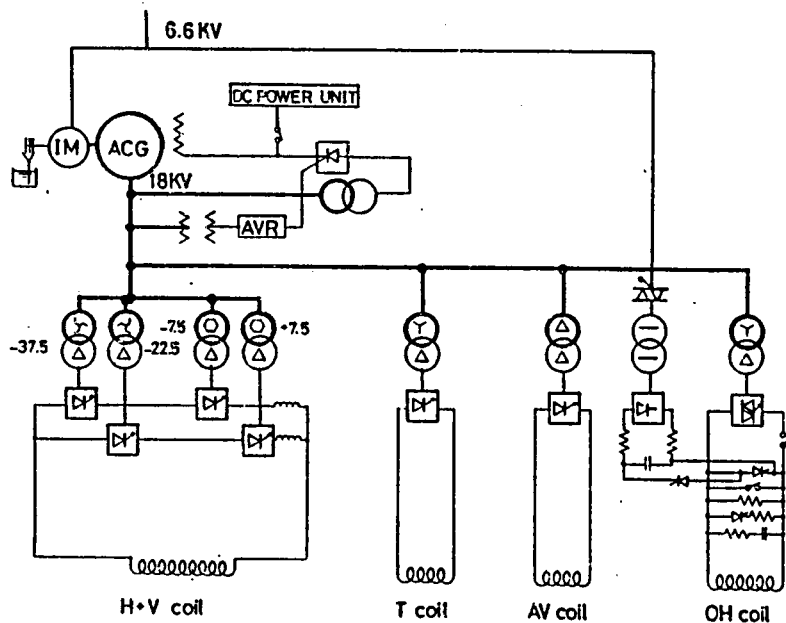


図 2.13 ヘリオトロンE装置の電源系統模式図。IMはインダクションモータ。ACGは330 MVA交流発電機

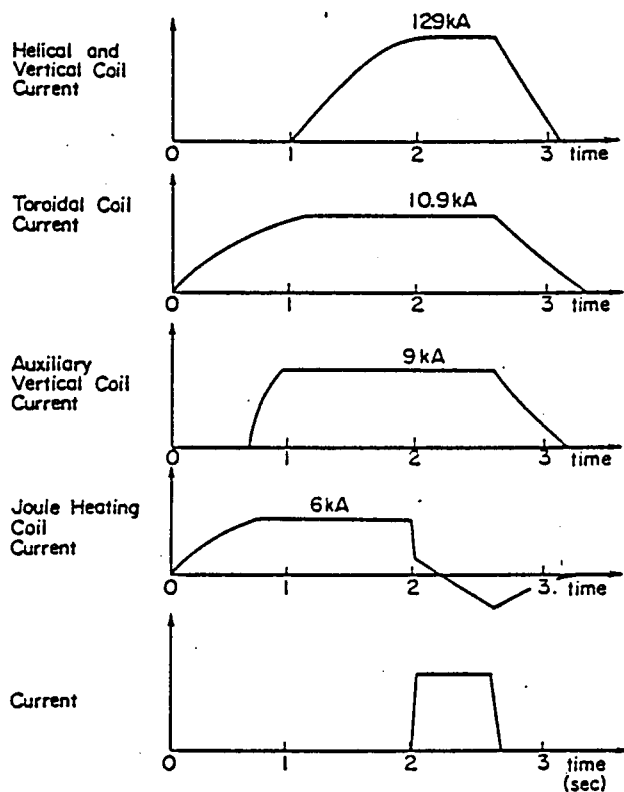


図 2.14 ヘリオトロンE装置の放電シーケンス。ヘリカルコイル及びバーチカルコイルは直列接続されている。

2.3.4 測定器

測定器の配置を図 2.15 に示す。各測定器から得られたデータは、測定室に置かれたデータ処理用ミニコンピュータ (OKITAK-System 50) に導かれる。このミニコンピュータは、1 放電あたり最大 1 メガバイトのデータを収集し、適当な処理をした後にグラフィックディスプレイにオンラインで表示する。同時に、実験後の処理のために、全てのデータが磁気テープに記録される。また、必要に応じてオシロスコープも使用され、写真による保存も行なわれている。

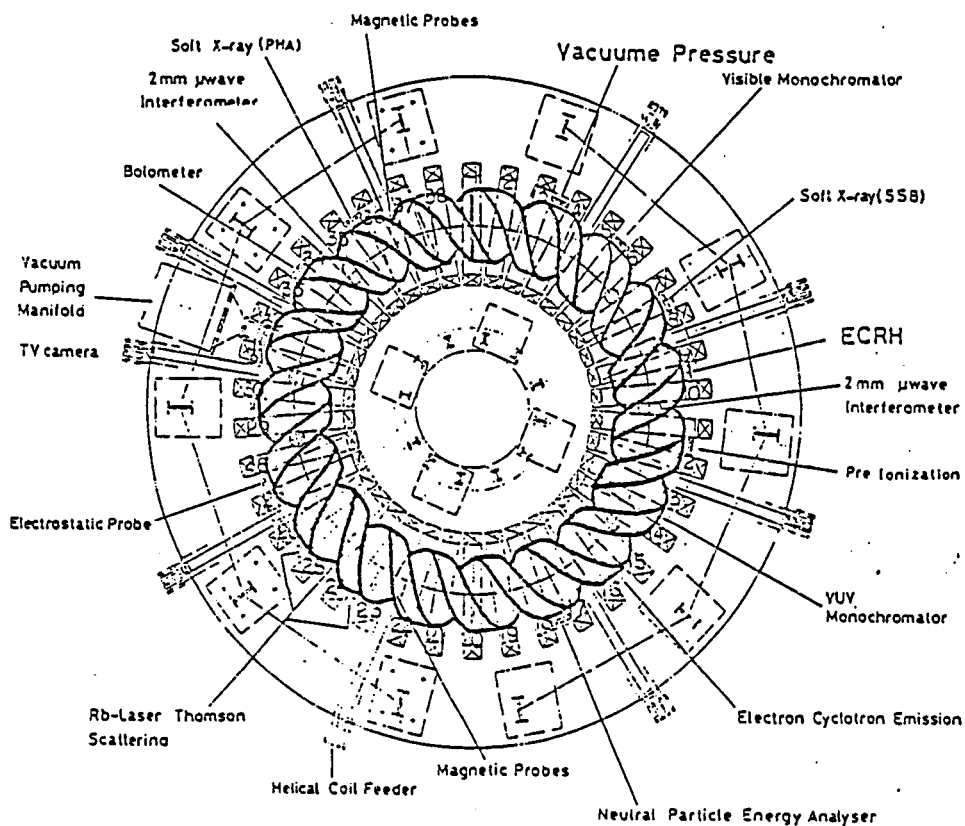


図 2.15 ヘリोटロン E 装置の上面図。

主な測定器の配置を示す。

表 2.5 に測定器の一覧を示す。各測定器の詳細な説明は、必要に応じて各章で行うが、ここでは磁気プローブと高速中性粒子エネルギー分析器 (NPA) について説明する。

表 2.5 ヘリオトロン E 装置の測定法一覧

パラメータ	測 定
1. ループ電圧	ワンターンループ
2. プラズマ電流	ロゴスキーコイル
3. 電子温度	空間 10 点トムソン散乱 (Rb-laser) 軟 X 線波高分析 (P H A)
4. イオン温度	プラズマ光のドップラー拡がり計測 荷電交換高速中性粒子計測 (N P A)
5. 電子密度	空間 5 点 μ 波干渉計 (140 GHz) 空間 10 点トムソン散乱 (Rb-laser)
6. 不 純 物	可視分光器 真空紫外分光器
7. 不安定性	磁気プローブ
8. プラズマ形状 (データ処理)	T V カメラ ミニコンピュータ オシロスコープ X T レコーダ

1) 磁気プローブ

ヘリオトロン E 装置では、磁気プローブを真空容器中に配置する空間が無いことや、高エネルギーのプラズマが磁気プローブを破損する危険性などから、ヘリオトロン D 装置と同様の方法で磁気プローブを配置することができない。そこで、トーラス方向に分散して取り付けられた内径約 20 mm のポート (ICF70) を利用し、総計で 5 ケの磁気プローブを取り付けた。磁気プローブの設置法と配置を、図 2.16, 図 2.17 に示す。磁気プロー

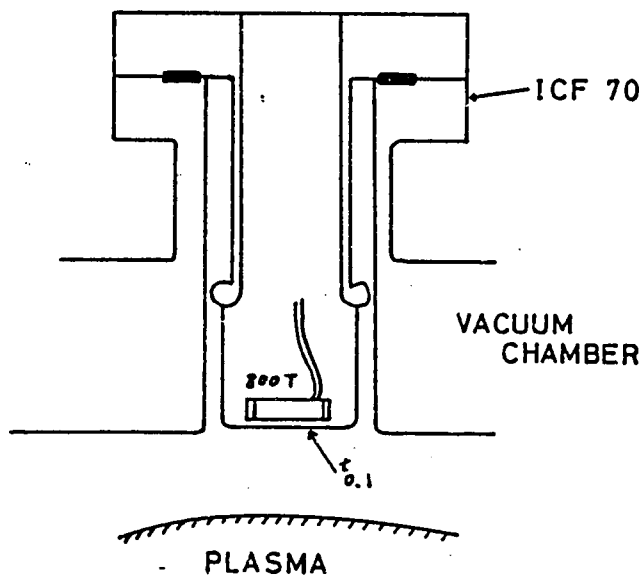


図 2.16 ヘリオトロンE装置の磁気プローブ設置ポートの断面図

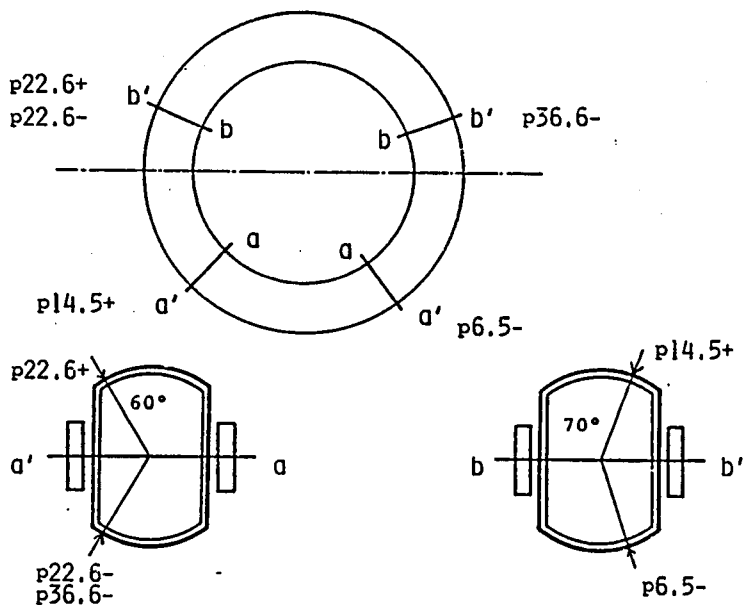


図 2.17 ヘリオトロンE装置の磁気プローブ配置図。
上は上面図。下はボロイダル断面図

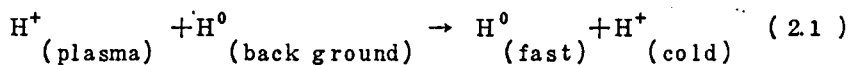
ブは、真空容器内壁とほとんど同じ面にある 0.1 mm 厚のステンレス板によってプラズマと分離され、ポロイダル磁場の変動を測定するように設置された。同一ポロイダル面の磁気プローブは p22.6 + と p22.6 - の 2 ケである。

全ての磁気プローブは、トーラスの外側にあり、大半径方向の動き等の測定には使用できない。このように、ヘリオトロン E 装置では十分な磁気プローブを配置できなかったが、ヘリオトロン D 装置の実験結果や理論計算を参考にして、低モード数の不安定性の検出に用いることができる。

2) 高速中性粒子エネルギー分析器 (NPA)

NPA は、¹⁰²イオン温度の代表的測定装置としてヘリオトロン E を始めとする多くの核融合装置で使用されているが、不安定性実験においては、プラズマパラメータの内部変化を調べる目的で使用した。

磁力線が閉じたトーラス系装置では、イオンが直接プラズマから飛び出ることではなく、高温領域で発生したイオンのエネルギー解析は難しい。しかし、プラズマイオンとバックグラウンドの中性ガス（水素）との荷電交換過程



によって作られた高速中性粒子 $\text{H}^0_{(\text{fast})}$ は、磁力線を横切って自由にプラズマ外へ流出する。高速中性粒子のエネルギーは、プラズマイオン $\text{H}^+_{(\text{plasma})}$ のエネルギーを反映しているので、高速中性粒子のエネルギー分布測定からイオン温度を求めることができる。荷電交換過程によって生れる高速中性粒子の強度は、バックグラウンドの中性原子密度とプラズマイオンの密度に比例し、高速中性粒子のエネルギーとイオン温度の比のエクスポネンシャルに比例する。

$$\frac{1}{E} \frac{dn}{dt} \propto n_0 n_i \exp \left(-\frac{E}{T_i} \right) \quad (2.2)$$

よって、エネルギー E に対する対数プロットの傾きからイオン温度 T_i が求まり、高速中性粒子の絶対強度測定と他のイオン密度 n_i の測定法を組み合わせると、プラズマ中に存在する中性原子密度 n_0 の情報が得られる。

ヘリオトロネ装置には、エネルギー分解 10 チャンネルの中性粒子エネルギー分析器が装備されており⁽¹³⁾、1 放電でイオン温度、中性粒子密度の時間変化を測定できる。

第3章 ヘリオトロン磁場とプラズマ平衡

§ 3.1 序

ヘリオトロン磁場は、ヘリカルコイル、垂直磁場コイル、トロイダルコイルの3種類の磁場コイルによって作られるが、特にヘリカルコイル、垂直磁場コイルのコイル系が基本的な役割を持っており、この2種類のコイル系によってトロイダル磁場、ポロイダル磁場の両方を発生する。トロイダルコイルは、閉じ込め磁場の性質（回転変換や磁気面の大きさなど）を変化させるために使われるが、必ずしも必要でなく、トロイダルコイルなしでも閉じ込め磁場を作れる^(*)。

ヘリカルコイルは、図 3.1 に示すように、トーラスの小軸の回りに、半径 r_c 、ピッチ長 L の螺線を描きながらトーラスの主軸を 2 周し、自ら閉じる構造をしている。ステラレータの用語で表現するとポロイダルモード数 $\ell = 2$ 、トロイダルモード数 $m = \text{整数}$ のヘリカルコイルと言うことができる。擬トロイダル座標 (r, θ, φ) を用いると、 $\theta = \kappa \varphi$ 、 $r = r_c$ の螺線に沿って巻かれている。 κ は螺線の程度を表めす量であり、

$$\kappa = 2\pi R_0 / L = m + 1 / \ell \quad (3.1)$$

で表わされる。 R_0 はトーラスの主半径である。

ヘリカルコイル電流はトロイダル方向の成分を持っているが、垂直磁場コイルはその巻き戻しコイルとなっており、ヘリカルコイル電流によって発生する垂直磁場を打ち消す目的で巻かれる。（ステラレータでは逆方向に電流

(*) ステラレータは、ヘリカルコイルでトロイダル磁場を発生できないので、必ずトロイダルコイルが必要である。⁽¹⁾⁽²⁾

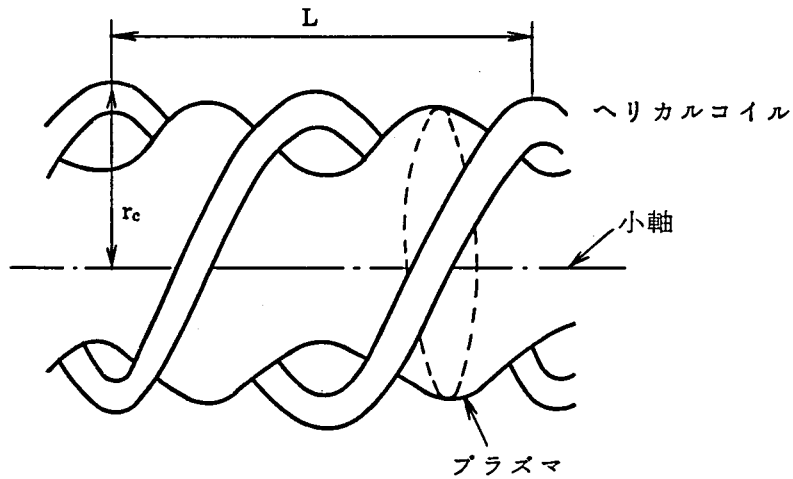


図 3.1 ヘリカルコイル

が流れるヘリカルコイルが巻き戻しコイルになっている。)ヘリカルコイル電流によって発生する磁場の、小軸におけるトロイダル成分(φ 成分)を $B_{h\varphi 0}$, 垂直磁場コイル電流によって発生する垂直磁場を B_v , トロイダルコイル電流によって発生するトロイダル方向の磁場の小軸における値を B_t とすると,

$$\beta^* = \frac{B_v}{B_{h\varphi 0}} \quad (3.2)$$

$$\alpha^* = \frac{B_t}{B_{h\varphi 0}} \quad (3.3)$$

なる無次元パラメータは、閉じ込め磁場の形状や回転変換を決める重要な要素である。

β^* は、通常小軸上にヘリカルコイル電流の作る垂直磁場成分を打ち消し、

平均でゼロ（ヘリカルコイル電流の作る垂直磁場は一定でなく，ヘリカルコイルのピッチにあわせて変化する）になるように選ばれる。この時に，磁気軸がヘリカルコイルの小軸に一致した磁気面ができ， β^* を変更すれば磁気面の主半径方向の位置が変化する。

α^* は，トロイダル方向の磁場成分の大きさを増減し，回転変換の大きさ，磁気面の形状や大きさを変更するために使われるパラメータである。

以上のように， R_0 ， K ， r_c などで装置形状が決まり， β^* ， α^* を適当に選べば閉じ込め磁場の形状や回転変換など，プラズマ閉じ込めに重要な磁場の性質が決定される。

以下の節では，ヘリオトロン磁場の性質や特徴を詳しく述べる。さらに，ヘリオトロン磁場におけるプラズマの平衡について，ステラレータ展開の手法を使って解析する。表 3.1 には，今後の便利のために，よく使用する記号の意味を示した。

表 3.1 記号一覧

R_0	トーラス主半径
r_c	ヘリカルコイル小半径
L	ヘリカルコイルピッチ長さ
κ	$\kappa = 2\pi R_0 / L = h R_0$
h	$h = 2\pi / L = \kappa / R_0$
r	$r = h r_c$
$B_{h\phi 0}$	ヘリカルコイルの電流によって作られる小軸におけるトロイダル磁場
B_t	トロイダルコイルの電流によって作られる小軸におけるトロイダル磁場

表 3.1 記号一覧 (つづき)

B_v	垂直磁場コイルの電流によって作られる, 一様垂直磁場
α^*	$\alpha^* = B_t / B_h \varphi_0$
β^*	$\beta^* = B_v / B_h \varphi_0$
B_0	$B_0 = B_h \varphi_0 + B_t$
l_F, ι_F	外部導体系(ヘリカルコイル, 垂直磁場コイル, トロイダルコイル)によって作られる回轉變換角及び回転数
	$\iota_F = \frac{l_F}{2\pi}$
l_{oh}, ι_{oh}	プラズマ電流によって作られる回轉變換角及び回轉變換
	$\iota_{oh} = \frac{l_{oh}}{2\pi}$
ι	全回轉變換 $\iota = \iota_F + \iota_{oh}$
q	安全係数 $q = 1 / \iota$
a	プラズマ(最外殻磁気面)平均半径
l^δ	外部導体系によって作られる単位長あたりの回轉變換角
	$l^\delta = \iota_F / R_0$
l^σ	プラズマ電流によって作られる単位長あたりの回轉變換角
	$l^\sigma = \iota_{oh} / R_0$
r_m	平均半径
θ	シアパラメータ $\theta = \frac{r_m^2}{R_0} \frac{d\iota_F}{dr_m}$
β	プラズマ圧力/磁気圧力

§ 3.2 直線ヘリオトロソ磁場⁽¹⁾⁽²⁾

直線ヘリオトロソ磁場は、宇尾光治によってビオサバル則を用いて計算され、級数の形で示されているが、⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁵⁾ここでは以下のように表現する。

一般のヘリカル対称系の磁場は、

$$\phi_B = B_0 Z + \sum_l \frac{E_l}{\ell h} B_0 I_l(\ell \rho) \sin \ell \zeta \quad (3.4)$$

$$B = \nabla \phi_B \quad (3.5)$$

$$\rho = h r \quad (3.6)$$

$$\zeta = \theta - h z \quad (3.7)$$

と表わせる。ここで ϕ_B は磁気スカラーポテンシャル、 $I_l(\ell \rho)$ は第1種変形ベッセル関数である。座標系は円筒座標 (r, θ, z) である。(3.4) ~ (3.7) 式の磁場に対する磁気面関数 Ψ , Z 方向長さ $2\pi R_0$ あたりの回転変換角 l_F は、

$$\Psi = \frac{1}{2} B_0 \rho^2 \left\{ 1 - \sum_l \frac{2 E_l}{\ell \rho} I'_l(\ell \rho) \cos \ell \zeta \right\} \quad (3.8)$$

$$l_F = \frac{\pi R_0}{r_m} \sum_l E_l^2 \ell \frac{d}{dx} [I_l(x) I'_l(x)/x]_{x=\ell h r_m} \quad (3.9)$$

となる。ここで、 r_m は磁気面の平均半径である。(3.4) ~ (3.9) 式における E_l は、ヘリカルコイルの位置における境界条件で決まり、 E_l をなんらかの方法で計算すればヘリカル対称磁場を求めることができる。

E_l は単一の ℓ に対する成分のみを考慮し、問題を簡単化することが多い。⁽³⁾⁽⁴⁾しかし、ヘリオトロソでは高次の成分まで考慮しないと、周辺部の回転変換の大きい磁気面を表わすことはできない。ヘリオトロソ磁場に対する E_l は、

ビオサバール側で求めた解と比較すれば求められる。

文献 5 によれば、直線ヘリオトロソ磁場は、

$$B_{hr} = -B_h \left\{ 2A_1 \sin 2\zeta \left(\rho + \frac{2}{3}\rho^3 + \frac{1}{8}\rho^5 \right) \right. \\ \left. + \frac{16}{3}A_2 \sin 4\zeta \left(\rho^3 + \frac{6}{5}\rho^5 \right) + \frac{243}{20}A_3 \sin 6\zeta \rho^5 \right\} \quad (3.10)$$

$$B_{h\theta} = -B_h \left\{ 2A_1 \cos 2\zeta \left(\rho + \frac{1}{3}\rho^3 + \frac{1}{24}\rho^5 \right) \right. \\ \left. + \frac{16}{3}A_2 \cos 4\zeta \left(\rho^3 + \frac{4}{5}\rho^5 \right) + \frac{243}{20}A_3 \cos 6\zeta \rho^5 \right\} \quad (3.11)$$

$$B_{hz} = B_h \left\{ 1 + \alpha^* + 2A_1 \cos 2\zeta \left(\rho^2 + \frac{1}{3}\rho^4 \right) \right. \\ \left. + \frac{16}{3}A_2 \cos 4\zeta \rho^4 \right\} \quad (3.12)$$

$$A_1 = \gamma K_1(2\gamma) + K_2(2\gamma) \quad (3.13)$$

$$A_2 = \gamma K_3(4\gamma) + K_4(4\gamma) \quad (3.14)$$

$$A_3 = \gamma K_5(6\gamma) + K_6(6\gamma) \quad (3.15)$$

$$\gamma = hr_c = \kappa r_c / R_0 \quad (3.17)$$

$$B_h = 2\mu_0 I_h / L = \frac{\kappa \mu_0 I_h}{\pi R_0} \quad (3.17)$$

と表わせる。ここで、 K_n は第 2 種の変形ベッセル関数、 μ_0 は真空透磁率、 I_h はヘリカルコイル電流である。

一方 (3.5) 式は変形ベッセル関数で表わされているが、級数で展開し、 $\ell\rho$ の 5 次の項まで取って係数を比較し、

$$E_2 = -4 A_1 / (1 + \alpha^*) \quad (3.18)$$

$$E_4 = -8 A_2 / (1 + \alpha^*) \quad (3.19)$$

$$E_6 = -12 A_3 / (1 + \alpha^*) \quad (3.20)$$

$$E_1 = E_3 = E_5 = \dots = 0 \quad (3.21)$$

$$B_0 = (1 + \alpha^*) B_h \quad (3.22)$$

とすれば、両者は一致する。(3.18)～(3.22)式を(3.4)～(3.9)に代入すれば、直線ヘリオトロンの磁場を計算できる。表3.2にヘリオトロン装置に対応するパラメータの値を示す。

表 3.2 ヘリオトロンの磁場パラメータ一覧

装置	R_0 (m)	r_c (m)	κ	h (1/m)	γ	A_1	D	$\epsilon_F(0)$
D	1.085	0.13	12.5	11.5	1.5	0.12	1.28	0.37
DM	0.45	0.06	10.5	23.3	1.4	0.15	1.37	0.48
E 注)	2.2	0.31	9.5	4.3	1.3	0.17	1.43	0.56

図 3.2 に、ヘリオトロン磁場の磁気面の概念図を示す。ヘリオトロン磁場の磁気面は、(3.8)式の Ψ の等高線である。磁気面は、 $\alpha^* = -1$ を境にして2種類の形a)(b)をとり、それぞれセバトリクスによって分けられた3種の領域で構成される。領域Aが、壁と離れて閉じた磁気面ができるプラズマ閉じ込め領域である。セバトリクスは、 θ 方向の磁場成分がゼロの点(図でセバトリクスが交差している点、ヌル点と呼ぶ。)を通る磁気面であり、プラズマの境界を決める磁気リミッターとしての機能と、プラズマの閉じ込め領域(領域A)から出て来る粒子や壁から出てプラズマ中に入ろうとする

注)ヘリオトロンEのヘリカルコイルは多重巻きであるので、回転変換が近似的に一致する単一コイルの装置で代表させた。

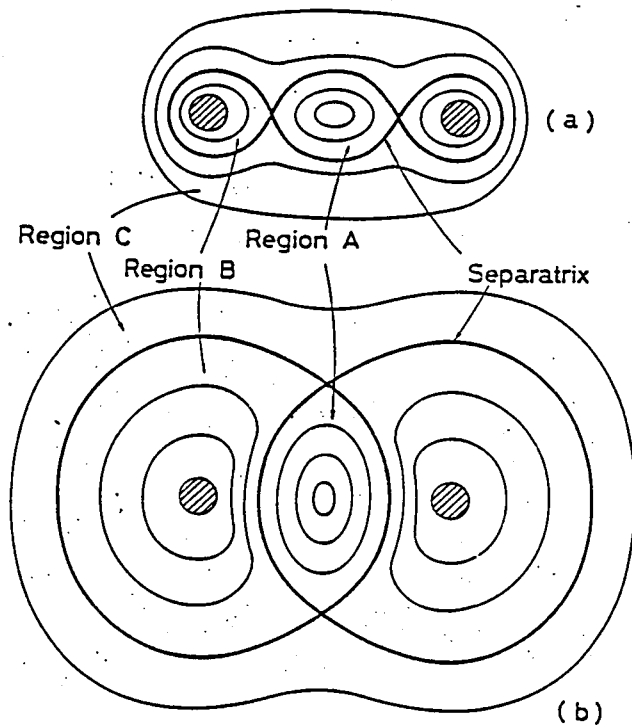


図 3.2 ヘリオトロン磁気面の概念図。(a) 第一種磁気面 $\alpha^* < -1$
(b) 第二種磁気面 $\alpha^* > -1$

不純物粒子を排出する，ダイバータの機能を持っている^{*)}。ヘリオトロン磁場はセパラトリクスを持っているので，金属リミッターを必要とせず，またダイバータとしても働くということが特徴の一つである。^{(29)~(32)}

(a)の磁気面は第1種の磁気面，(b)は第2種の磁気面と呼ばれている。第一種磁気面は，ヌル点がヘリカルコイルに向かい合い，プラズマ閉じ込め領域の面積が狭くなるが，第2種磁気面はヌル点がヘリカルコイルからもっとも遠

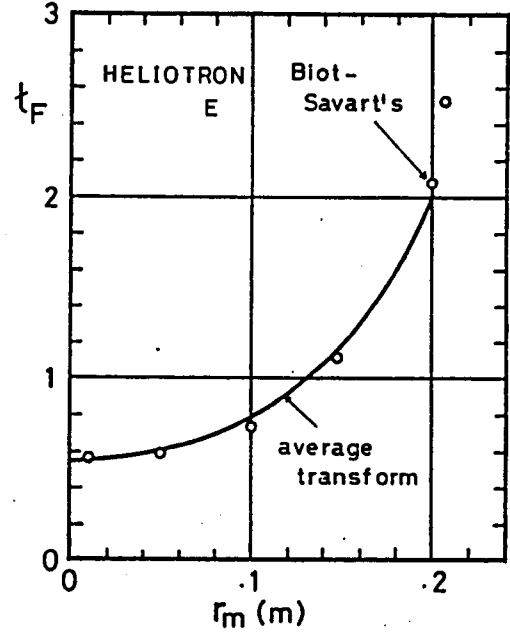
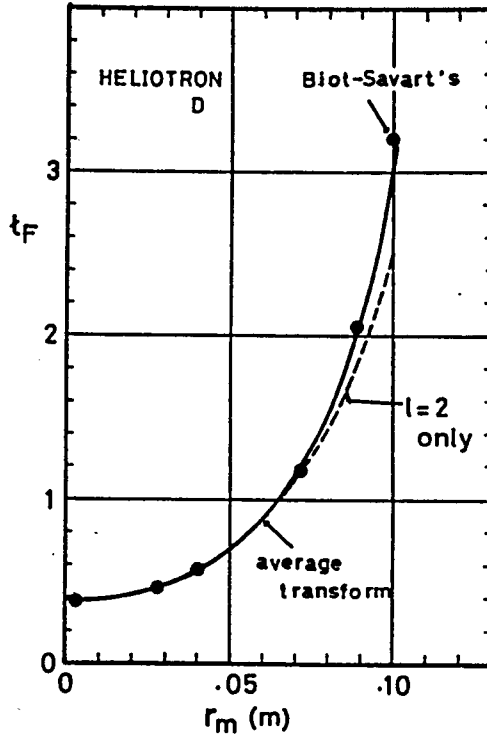
*)トロイダルヘリオトロンでは，セパラトリクスの回りの磁気面がこわれ，磁力線が複雑な軌跡をとる。この磁力線が複雑な軌跡をとる有限の巾の領域を，セパラトリクス領域と呼ぶ。

い位置になり，プラズマ閉じ込め領域の面積が広くなる。また，第一種磁気面では，ヘリカコイルによる磁場をトロイダルコイルの磁場で打ち消しているので，磁場の利用効率が悪くなっている。そのために，実験で第一種磁気面を使うことは少なく，本論文の実験や解析でも，全て第2種磁気面を用いている。

図 3.3 は，(3.9) 式を用いて求めたヘリオトロン装置の回転変換空間分布 ($2\pi R_0$ 長さあたりの回転変換) である ($\ell=6$ まで考慮)。参考のために，ビオサバール則を使って数値積分 (3.3 節参照) で求めたトロイダルヘリオトロンの回転変換を示したが，アスペクト比 (R_0/r_c) が大きいので，直線ヘリオトロンで良く近似できることがわかる。図 3.3 (b) のヘリオトロン E 装置の回転変換が，ビオサバール則で求めた値とずれているのは，多重巻きのコイルを簡単のために単一コイルのパラメータ (表 3.2) で計算したためである。 r_m は磁気面の平均半径である。図から分かるように，回転変換は空間的に大きく変化し，プラズマ閉じ込め領域の最も外側の磁気面 (最外殻磁気面と呼ぶ) では，2 から 3 という大きな値を持っている。また回転変換が空間的に大きく変化しているので，プラズマの不安定性を安定化するのに役立つ磁気シア (表 3.1 参照) が非常に大きい ($\theta \sim 0.3$)。この回転変換と磁気シアが大きいことが，ヘリオトロン磁場の特徴である。^{*} 図 3.3 (a) の破線は， $\ell=2$ の成分のみを考慮した回転変換である。図よりプラズマ中心の近くでは， $\ell=2$ の成分が支配的であるが，最外殻磁気面の近くでは他の成分 ($\ell=4, 6$) が大きくなり， $\ell=2$ 成分のみでは近似が悪くなることがわかる。⁽⁶⁾

次に，磁気軸近傍の磁気面の性質を理解するために $\ell\rho \ll 1$ と仮定し，(3.8) (3.9) 式および (3.5) 式または (3.10) ~ (3.12) 式を展開し，高次の項を無視する。この時，磁場配位は次の様に与えられる。

^{*} 通常の $\ell=2$ のステラレータでは，回転変換が高々 1，磁気シアは 0.1 より小さい。



(a) ヘリオトロンの D, $\alpha^*=0, \beta^*=-0.147$ (b) ヘリオトロンの E, $\alpha^*=0, \beta^*=-0.185$

図 3.3 回転変換の空間分布 average transform ; 直線ヘリオトロンの回転変換 (3.9 式) Biot-Savart's ; ビオサベール則で求めたトロイダルヘリオトロンの回転変換 (3.3 節参照)

$$B_{hr} = -B_h 2 A_1 \rho \sin 2 \zeta \quad (3.23)$$

$$B_{h\theta} = -B_h 2 A_1 \rho \cos 2 \zeta \quad (3.24)$$

$$B_{hz} = B_h (1 + \alpha^* + 2 A_1 \rho^2 \cos 2 \zeta) \quad (3.25)$$

$$\Psi = \frac{1}{2} B_h \rho^2 (1 + \alpha^* + 2 A_1 \cos 2 \zeta) \quad (3.26)$$

$$t_F = l_F / 2\pi = 2 A_1^2 \kappa / (1 + \alpha^*)^2 \quad (3.27)$$

これらにより, 磁気軸の近くで磁気面 ($\Psi = \text{一定}$ で与えられる) の楕円率 D は (3.26) 式より

$$D = \sqrt{(1+\alpha^*+2A_1)/(1+\alpha^*-2A_1)} \quad (3.28)$$

となる。(3.28)式は A_1 の大きい装置は磁気面が細長く、 α^* を負に大きくすると、やはり磁気面が細長くなることを示している。また、回転変換は $(1+\alpha^*)^2$ に反比例し、 A_1^2 に比例する。このように、ヘリオトロン磁場の性質は、 A_1 の値でおおよそその検討がつけられる。

以上のように、直線ヘリオトロンの解析で多くのことがわかる。§3.4の平衡解析では、ヘリカルコイルの効果直線ヘリオトロン磁場で近似する。

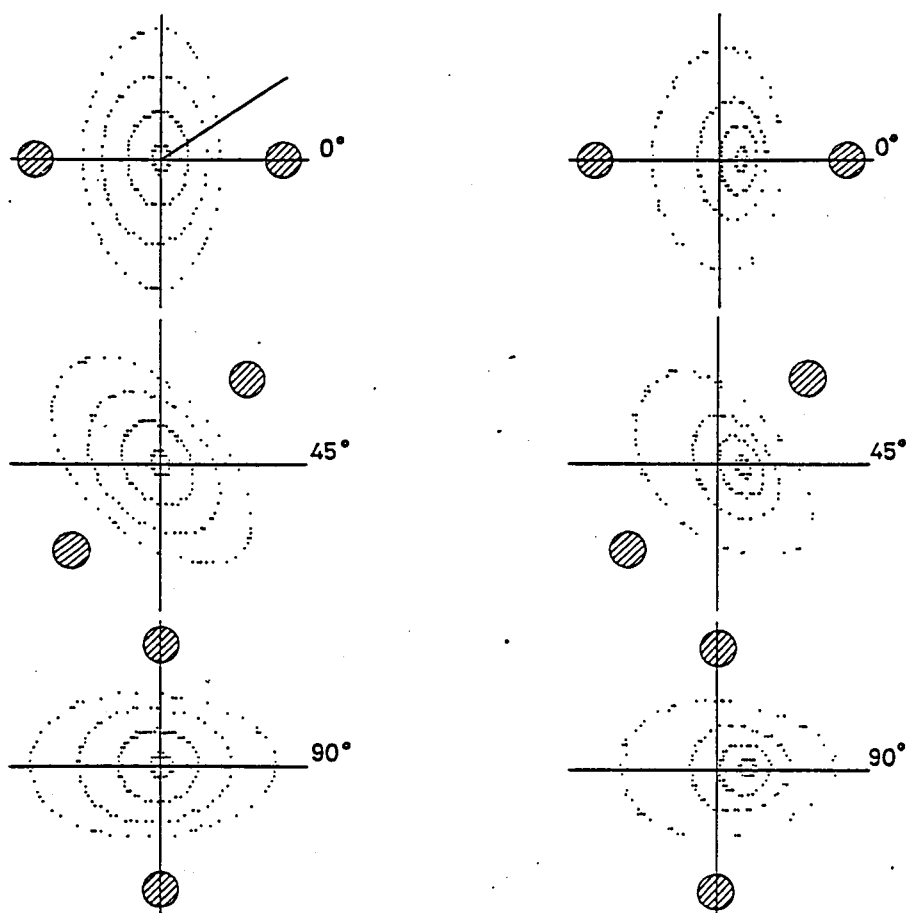
§3.3 トロイダルヘリオトロン磁場⁽⁷⁾⁽⁸⁾

トロイダルヘリオトロン真空磁場は、ビオサバール式を数値積分して計算する。磁力線の方程式は擬トロイダル座標 (r, θ, φ) を用いて

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{r d\theta}{B_\theta} = \frac{(R_0 + r \cos \theta) d\varphi}{B_\varphi} \quad (3.29)$$

と表わせるが、各磁場成分 B_r 、 B_θ 、 B_φ をビオサバール式を用いて数値的に計算し、磁力線を追跡して軌跡を求める。1本の磁力線が1つの決まったトロイダル断面と交差する位置を求め、順次結んで行くと磁気面が描け、トロイダル断面における磁力線の θ 方向の動きから回転変換がわかる。ただし実際の計算では、ヘリカルコイルが0.5ピッチごとの対称性を持っていることを利用し、計算時間の短縮を謀っている。

ヘリオトロンD装置の代表的磁気面形状を、図3.4(a)及び(b)に示す。磁気軸がヘリカルコイルの小軸に一致する β^* を β_{opt}^* とすると、 $\beta^* \sim \beta_{opt}^*$ の場合が図3.4(a)、 $\beta^* \neq \beta_{opt}^*$ が図3.4(b)である。図中の数字は、ヘリカルコイル位置と赤道面との角度 θ_0 である。図3.4(a)の $\beta^* \sim \beta_{opt}^*$ の場合、磁気軸はヘリカルコイル小軸に一致しているが、図3.4(b)の $\beta^* > \beta_{opt}^*$ の場合は、磁気軸がヘリカルコイル小軸よりトーラスの外側に移動し、 θ_0 の異



(a) $\alpha^* = 0$, $\beta^* = -0.147$

(b) $\alpha^* = 0$, $\beta^* = -0.130$

図 3.4 ヘリオトロンドの磁気面。 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ は、ヘリカルコイルの赤道面からの角度

なる断面によって磁気軸の位置が異なっている。これは、磁気軸が小さな螺旋を描いているためである。逆に $\beta^* < \beta_{opt}^*$ にすれば磁気軸はトーラスの内側に移動し、やはり小さな螺旋を描く。磁気軸位置の β^* 依存性を、図 3.5 に示す。●印は $\theta_0 = 0^\circ$, ○印は $\theta_0 = 90^\circ$ の断面に対応し、他の断面ではその中間になる。実線はステラレータ展開を用いて計算した近似値である(3.4節で詳しく説明する)。

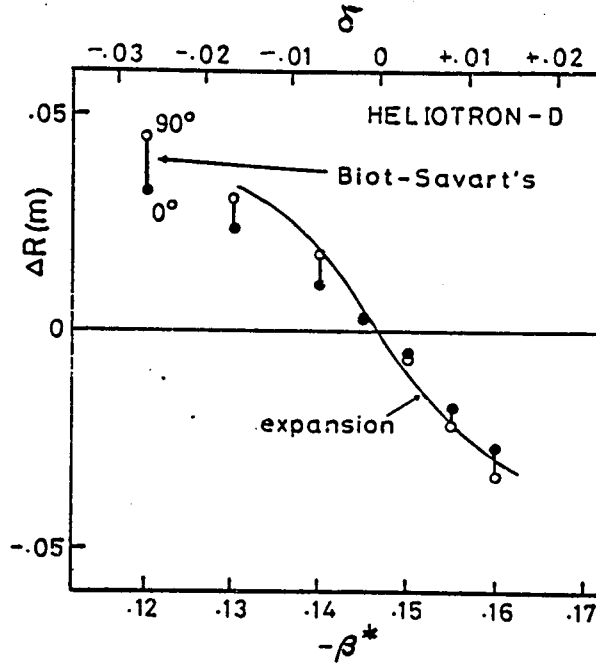


図 3.5 β^* による磁気軸位置の変化。ヘリオトロン D。expansion
 ; ステラレータ展開法 (3.4 節参照) によって求めた磁気軸
 の位置。Biot-Savart's; ビオサバール側で求めた磁気軸の位
 置。0°, 90° はヘリカルコイルの赤道面からの角度。

図 3.6 は、回転変換が β^* によって変化する様子を示したものである。 $\beta^* \sim \beta_{opt}^*$ の時、回転変換は直線ヘリオトロンの回転変換とよく一致する (図 3.3 参照) が、 $\beta^* \neq \beta_{opt}^*$ になると磁気軸近傍の回転変換が大きくなる。外側の磁気面は、もともと回転変換が大きいため垂直磁場の影響を受け難く、ほとんど変化しない。ただし、セバトリス近傍では閉じた磁気面が破壊され、閉じ込め領域が狭くなるという影響を受ける ($\beta^* = -0.13$ の時、最外殻磁気面の平均半径は 0.09 m, $\beta^* = -0.146 \sim \beta_{opt}^*$ の時, 0.1 m である)。

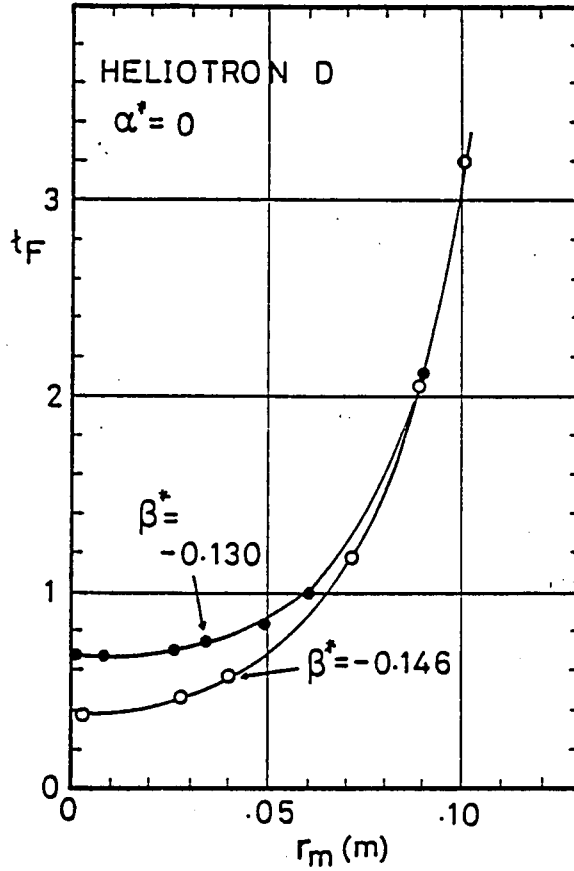


図 3.6 β^* による回転変換空間分布の変化。ビオサバル則で求めた値。 $\alpha^* = 0$ ，ヘリオトロンド

図 3.7 は， α^* による磁気軸の回転変換と最外殻磁気面の平均半径の変化である。 α^* を正に大きくすると，ポロイダル磁場に対してトロイダル磁場が大きくなるので，回転変換は小さくなる。最外殻磁気面の平均半径は， α^* を正に大きくすると大きくなる。図の実線は，直線ヘリオトロンの回転変換（3.27式）であるが，トロイダルヘリカロン（ $\beta^* \sim \beta_{opt}^*$ ）の場合と良く一致している。

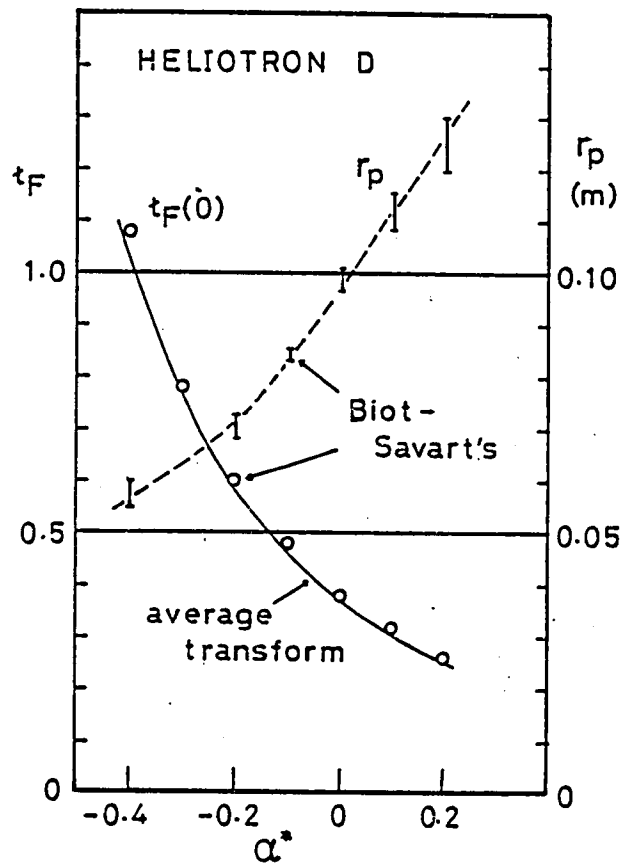


図 3.7 α^* による磁気軸の回転変換及び最外殻磁気面平均半径の変化。

average transform ; 直線ヘリオトロンの回転変換 (3-27式)。

Biot-Savart's ; ビオサバル則で求めたトロイダルヘリオトロンの回転変換。

図 3.8 は、各磁気面上における磁場の変動を示したものである。○印は磁場の最大値、●印は最小値である。磁場の変動は一般に、リップルと呼ばれており、粒子閉じ込め性能等に関するパラメータである。リップルが大きいこともヘリオトロンの特徴である。リップルは、ヘリカルコイルの効果によるヘリカルリップルとトロイダル効果によるトロイダルリップルの2種類があるが、ヘリオトロンではヘリカルリップルが支配的である。

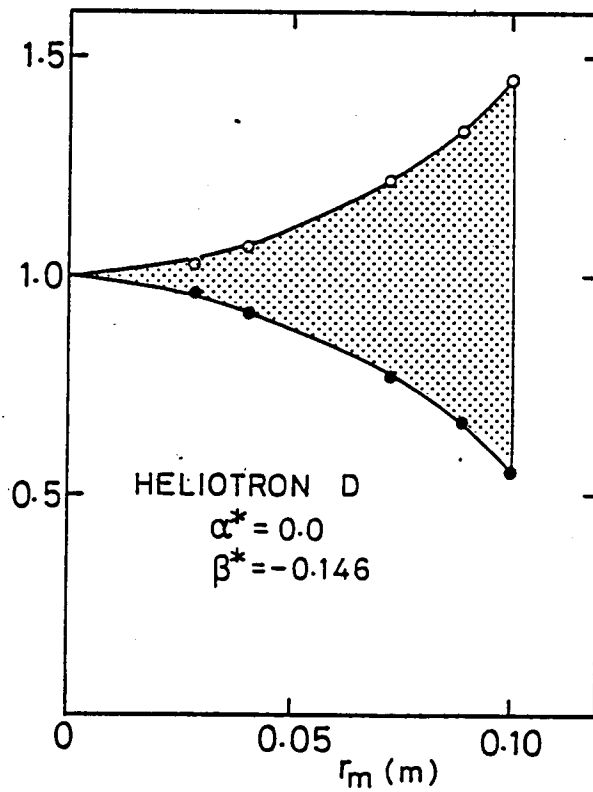


図 3.8 各磁気面上における磁場の変動。磁気軸における磁場で正規化。白丸は最大値。黒丸は最小値

以上で説明したヘリオトロン磁場の特徴を表 3.3 に示し、他の装置との比較を表 3.4 に示す。

表 3.3 ヘリオトロン磁場の特徴

磁気面形状	楕円 (図 3.2 , 図 3.4)
回転変換 α_F	磁気軸の近くで 0.3 ~ 0.4 最外殻磁気面で 2.0 ~ 3.5 (図 3.3 , 図 3.6)
磁気シアー	最外殻磁気面近傍で大 (図 3.3 , 図 3.6)
垂直磁場 (β^*) の影響	1) β^* が正に大きくなると, 磁気軸 がトーラス外側に移動。 2) β^* が β_{opt}^* の時, 磁気軸がヘリカル コイル小軸と一致。 3) β^* が β_{opt}^* からずれると, ①磁気 軸が螺旋を描き, ②磁気軸の回転 変換が大きくなり, ③最外殻磁気 面の平均半径が小さくなる。 (図 3.4 , 図 3.5 , 図 3.6)
トロイダルコイ ルの作る磁場 (α^*) の影響	α^* が正に大きくなると, ①回転変換が小さくなる。②最外殻 磁気面の平均半径が大きくなる。 (図 3.7)
リップル	ヘリカルリップルが, 外側の磁気面 で大。(図 3.8)

表 3.4 閉じ込め磁場の比較

	ヘリオトロン	ステラレータ	トカマク
トロイダル 磁場の発生	主にヘリカル コイル	トロイダル コイル	トロイダル コイル
ポロイダル 磁場の発生	主にヘリカル コイル	ヘリカルコイル とプラズマ電流	プラズマ電流
回 転 変 換	0.4～3.5	1 以下	1 以下
磁 気 シ ア ー	～0.3	0.1 以下	0.1 以下
ヘリカル リップル	大	小	なし
アスペクト比	9～11	4～20	3～4

§ 3.4 ヘリオトロンプラズマの平衡

プラズマと磁場との静的な釣り合い（平衡）を記述する方程式系は

$$\nabla P = j \times B \quad (3.30)$$

$$j = \nabla \times B \quad (3.31)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3.32)$$

である。ここで、 P はプラズマ圧力であるが、一般にはテンソル量である。しかし、取り扱いを容易にするため、スカラー量であると仮定することが多く、トーラス系の配位では良い近似であると考えられている⁽⁹⁾。 j は電流密度、 B は磁束密度である。これらの方程式によって平衡を論じるのであるが、これらの方程式が解を持つことがはっきりしているのは、次の3種類の場合だけである。トカマクのように軸対称性を持つ場合、直線ヘリオトロンのようにヘリカル対称性を持つ場合、及び平面对称性を持つ場合である。これらの場合には、プラズマの平衡を与える厳密解が存在し、微分方程式の解として与えられる。たとえば、軸対称系の平衡は、グラッドシャフラノフ方程式⁽¹⁰⁾と呼ばれる2階偏微分方程式で記述される。すなわち、軸対称系の平衡を研究することはグラッドシャフラノフ方程式の解を求めることである、言うこともできる。直線ヘリカル系の場合にも、同様の偏微分方程式⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾が存在し、計算機コードの開発が進められている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

ところが、ヘリカル系にトーラス効果を含めることは、3次元問題を解くことになり、取り扱いが困難になる。基本的には、各磁気面における回転変換が大きければ、トーラス効果により発生する電場は十分小さくなり、アスペクト比 R_0/a (R_0 は主半径、 a はプラズマ小半径)が大きければ、ヘリカル対称系の場合に一致し、(3.30)式が近似的に満たされて等圧面と磁気面が一致するであろうという原理に基づいて平衡を考察する。しかし、平衡

解の存在は必ずしも自明でなく、議論の分かれる所でもあり、今後の詳しい研究が必要な分野である。⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ 3次元の解析としては、変分法を用いて問題を解き、平衡を論じようとする試みがあり、計算機コードが開発されつつある。⁽¹²⁾⁽¹³⁾ もっと一般的には、3次元を2次元の問題に帰着し、簡単化して議論することができる。零次の配位として均一磁場を選び、ヘリカル磁場、トーラス効果、圧力勾配を逐次摂動項として導入し、漸近的手法で平衡が論じられる。^{(14)~(16)} その中でも、ジョンソン (J.L. Johnson) 等によって開発されたステラレータ展開法^{(17)~(19)} は、比較的適用条件がゆるやかであり、ヘリオトロンのような磁気シアの大きな配位でも使える。本節では、ヘリオトロン配位にステラレータ展開を適用し、トロイダルヘリオトロンの平衡を考察する。

3.4.1 ステラレータ展開^{(20)~(22)}

ステラレータ展開は、ヘリカルコイルの効果を磁気面の平均値として考慮し、トロイダルヘリカル系の問題を軸対称2次元の問題（磁気面の平均半径 r とトーラス効果によるトロイダル角 θ の依存性の2次元問題）に帰着する方法である。従って、ヘリカル系の特徴は、真空ヘリカル磁場における回転変換、比体積を平均量として考慮する。

磁場を各成分に分け、大きさを次のように仮定する。

$$B = B^{(0)} + B^{(\delta)} + B^{(\beta)} + B^{(\sigma)} + B^{(k)} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} |B^{(\delta)}/B^{(0)}|^2 &\sim |B^{(\beta)}/B^{(0)}| \sim |B^{(\sigma)}/B^{(0)}| \sim |B^{(k)}/B^{(0)}| \\ &\sim \lambda^2 \ll 1 \end{aligned} \quad (3.34)$$

各磁場成分の意味は以下のとおりである。

$$B = e_z B_0 \quad (3.35)$$

は均一なトロイダル磁場,

$$B^{(\delta)} = \nabla \sum_l \frac{E_l B_0}{\ell h} I_l(\ell h r) \sin \ell(\theta - h z), \quad (3.36)$$

は外部ヘリカル成分磁場

$$B^{(\beta)} = -e_z 4 \pi p / B_0, \quad (3.37)$$

はプラズマ圧力による反磁性磁場,

$$B^{(\sigma)} = \nabla \times e_z A^\sigma \quad (3.38)$$

はトロイダル電流 J_z によるポロイダル磁場である。ここで, $e_z A^\sigma$ はベクトルポテンシャルであり,

$$\nabla^2 A^\sigma = -4 \pi J_z, \quad (3.39)$$

を満たす。

$$B^{(k)} = e_z B_0 k r \cos \theta \quad (3.40)$$

$$k = 1 / R_0. \quad (3.41)$$

は, トロイダル効果によるトロイダル磁場の変化である。

(3.33) ~ (3.40) 式を (3.30) ~ (3.22) 式に代入し, ヘリカルコイルのピッチ長で積分すると次の平衡方程式が得られる。²⁴⁾

$$\begin{aligned} \psi^{(0)}(r, \theta) = \sum_l \frac{E_l^2 B_0}{2 \ell h^2 r} I'_\ell(\ell h r) I_\ell(\ell h r) \\ - A^\sigma(r, \theta) \end{aligned} \quad (3.42)$$

$$J_z(r, \theta) = -P'(\psi^{(0)}) \Omega(r, \theta) + G(\psi^{(0)}) \quad (3.43)$$

$$\Omega(r, \theta) = -\sum_l \frac{E_l^2}{2} \left[\{I'_l(\ell hr)\}^2 + \frac{1+h^2 r^2}{h^2 r^2} \{I_l(\ell hr)\}^2 \right] - 2kr \cos \theta \quad (3.44)$$

$$\nabla^2 A^\sigma(r, \theta) = -4\pi J_z(r, \theta) \quad (3.45)$$

$G(\psi^{(0)})$ は、プラズマ電流のトロイダル方向成分の大きさを決める量であり、磁気面関数 $\psi^{(0)}$ の任意関数である。この方程式系で与えられる磁場は、トロイダル方向の非一様性を磁気面上で平均化した平均的磁場である。図 3.9 に、磁力線と平均的磁気面の関係を示す。トロイダル効果を見捨てる

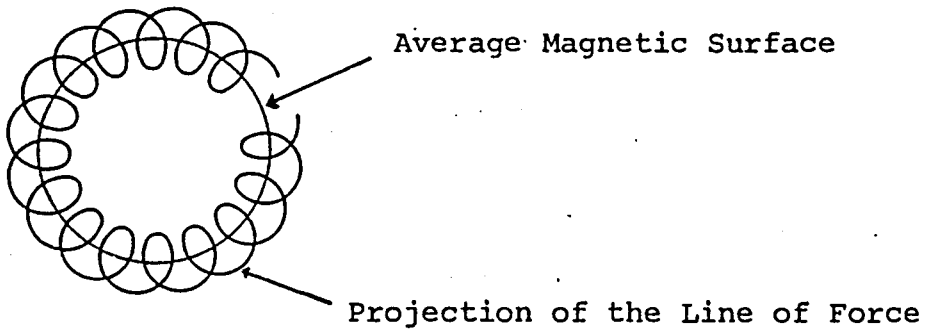


図 3.9 平均的磁気面と磁力線の軌跡の関係

(10)
($k \rightarrow 0$) と、平均的磁気面は円形になり、真空では平均法による近似解と一致する。ステラレータ展開の方法は、この平均的磁気面がトラス効果やプラズマの存在によってどのように変化するか調べ、ヘリカル系の平衡を考察する方法である。

(3.42) ~ (3.45) 式は、適当な境界条件を与えれば解けるが、プラズマ境界が導体壁であるような特別な場合 (固定境界問題) 以外、

境界条件を決めるのが容易でない。そこで、 k で展開して問題を簡単化する。⁽²⁾ (3.42) ~ (3.45) 式を k で展開し、 k の一次の項まで考慮すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_k}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_k}{\partial \theta^2} \\ &= \left\{ \frac{1}{l_0 r^3} \frac{d}{dr} r^3 \frac{dl^\sigma}{dr} + \frac{8\pi^2 V''_{vac}}{r l_0^2} \frac{dp}{dr} \right\} \Psi_k + \frac{8\pi}{B_0 l_0} \frac{dp}{dr} \cos \theta \quad (3.46) \end{aligned}$$

$$\Psi^{(0)}(r, \theta) = \Psi_0(r) + k \Psi_k(r, \theta) \quad (3.47)$$

$$A^\sigma(r, \theta) = A_0(r) + k A_k(r, \theta) \quad (3.48)$$

$$J_z(r, \theta) = J_0(r) + k J_k(r, \theta) \quad (3.49)$$

$$A_k(r, \theta) = \Psi_k(r, \theta) \quad (3.50)$$

$$l_0(r) \equiv l^\delta(r) + l^\sigma(r) \quad (3.51)$$

$$\begin{aligned} l^\delta(r) = \sum_l \frac{E_l^2}{2hr^2} \left[\{I'_l(\ell hr)\}^2 - \frac{2}{\ell hr} I'_l(\ell hr) I_l(\ell hr) \right. \\ \left. + \frac{1+h^2r^2}{h^2r^2} \{I_l(\ell hr)\}^2 \right] \quad (3.52) \end{aligned}$$

$$l^\sigma(r) = -\frac{1}{r B_0} \frac{dA_0}{dr} \quad (3.53)$$

$$V_{vac}'' = \frac{1}{2\pi r B_0^2} \frac{d\Omega_0}{dr} \quad (3.54)$$

である。

ここで $l^\sigma(r)$ はトロイダル電流 $J_d(r)$ によって発生する単位長あたりの回転変換角、 $l^\delta(r)$ は真空ヘリカル磁場の単位長あたりの回転変換角、 $l_0(r)$ は単位長あたりの回転変換角である。 V_{vac}'' は磁気面上における真空磁

場の大きさの平均を表わす比体積 (specific volume) の Ψ_0 に対する微分である。 $V_{vac}'' < 0$ の時、この配位は平均極小磁場となるが、ヘリカル系では $V_{vac}'' > 0$ になる。

(3.46) 式の一般解は、 $\cos n\theta$, $\sin n\theta$ (n ; 整数) に比例する解の和として表わされるが、ここではトロイダル効果による磁気面の变形のみを考え、 $\cos\theta$ に比例する解を求める。

$$\Psi_k(r, \theta) = \mu(r) \cos \theta \quad (3.55)$$

と仮定し、(3.46) 式に代入すると r のみの微分方程式になる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mu}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\mu}{dr} - \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{1}{r^3 l_0} \frac{d}{dr} \left(r^3 \frac{dl_\sigma}{dr} \right) + \frac{8\pi V_{vac}''}{r l_0} \frac{dp}{dr} \right\} \mu \\ = \frac{8\pi}{B_0 l_0} \frac{dp}{dr} \end{aligned} \quad (3.56)$$

次にプラズマの回りの真空領域の解を求める。(3.56) 式で $p = 0$ とおくと、解は、

$$\mu(r) = c_1 r + c_2 r^{-1} \quad (3.57)$$

である。 c_1 , c_2 は積分定数である。(3.57) 式に対応する磁場は、(3.38), (3.48), (3.50), (3.55) 式より

$$B_r = k \left(c_1 + \frac{c_2}{r^2} \right) \sin \theta \quad (3.58)$$

$$B_\theta = k \left(c_1 - \frac{c_2}{r^2} \right) \cos \theta \quad (3.59)$$

である。 c_1 の項は均一垂直磁場を意味しているから、垂直磁場を $B_0 \delta$ とおき、 $c_1 = B_0 \delta / k$ とする。プラズマ境界 $r = a$ における $\mu(r)$ を μ_a とする

と、(3.57) 式は、

$$\mu(r) = \frac{\delta B_0}{k} r + \left(\mu_a - \frac{\delta B_0}{k} a \right) \frac{a}{r} \quad (3.60)$$

となる。

すなわち、プラズマ領域で (3.56) 式、真空領域で (3.60) 式を用いると、全空間における $\mu(r)$ を計算できる。この時の境界条件は、

$$r=0 \text{ で } \mu(r)=0, \mu'(r)=\text{有限} \quad (3.61)$$

$$r=a \text{ で } \mu(r), \mu'(r) \text{ が連続} \quad (3.62)$$

である。

(例)

$P=0$, $G=G_0+G_1$, $\Psi_0/4\pi$ の場合 , (3.56) 式は ,

$$\frac{d^2\mu}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\mu}{dr} - \left(G_1 + \frac{1}{r^2} \right) \mu = 0 \quad (3.63)$$

となる。 $G_1 < 0$ とすると、この解は

$$\mu(r) = C J_1 \left(|G_1|^{1/2} r \right) \quad (3.64)$$

であり、(3.60) ~ (3.63) 式より

$$\mu(r) = \frac{2 \delta B_0 J_1 \left(|G_1|^{1/2} r \right)}{|G_1|^{1/2} J_0 \left(|G_1|^{1/2} a \right)} \quad (3.65)$$

となる。

$$\xi(r) = - \frac{k}{r B_0 l_0} \mu(r) \quad (3.66)$$

なる量を定義すると、この量は Ψ_0 =一定の面 (円形) から $\Psi_0 + k\Psi_k =$

一定の面がずれる量を表わしている。

(3.65) 式を (3.66) 式に代入し、 $1G_1^{1/2}r \ll 1G_1^{1/2}a \ll 1$ と仮定して展開すると、

$$\xi(r) = -\delta / l_0(r) \quad (3.67)$$

となる。この式は、垂直磁場による磁気面の変位を表わす。

一般の場合に解を求めるには、数値計算が必要である。(3.56) (3.60) ~ (3.62) 式を解くことは、 $r=0$ における $\mu(r)$ の傾き μ'_0 を固有値とする固有値問題を解くことに対応する。シューティング法を用いた数値計算のフローチャートを図 3.10 に示す。

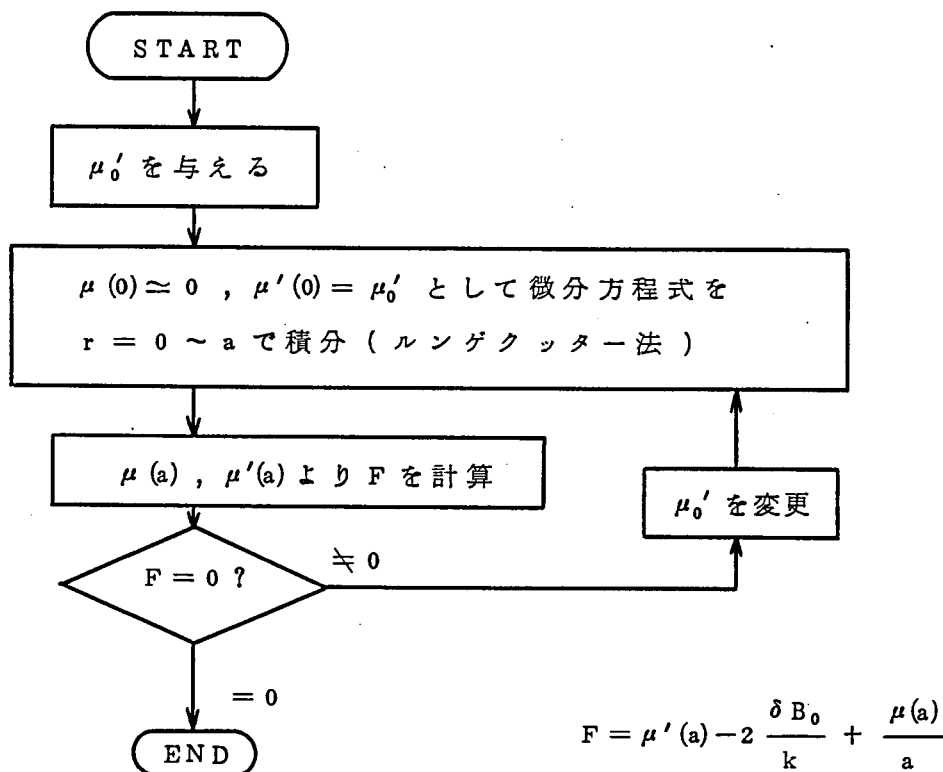


図 3.10 ステラレータ展開法による平衡計算のフローチャート

3. 4. 2 垂直磁場の影響

図 3.1 1 にステラレータ展開による平均的磁気面を示す。各パラメータはヘリオトロン D 装置の $\alpha^* = 0$ の磁気面に対応する (図 3.1 参照)。 $\delta = 0$ が $\beta^* = \beta_{opt}^*$ に対応し, $\delta = 0.002$ は $\beta^* < \beta_{opt}^*$, $\delta = -0.01$ は $\beta^* > \beta_{opt}^*$ の場合である。これらの場合に磁気面は変形するが, 外側の磁気面ほど回転

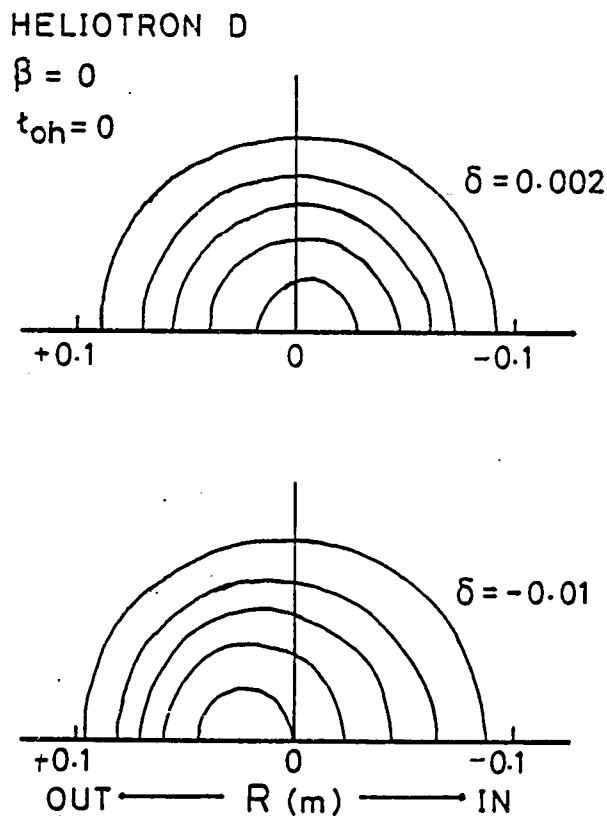


図 3.1 1 ステラレータ展開法によって求めたヘリオトロン D の平均的磁気面。 β はベータ値。 t_{oh} はプラズマ電流による回転変換。 δ は垂直磁場の最適値からのずれ。 $\delta = 0.002$ は $\beta^* = -0.149$, $\delta = -0.01$ は $\beta^* = -0.137$ にそれぞれ対応する。

変換が大きいので、磁気軸の変位に比べて外側の磁気面の変位が小さくなっている。

ステラレータ展開によって計算された磁気軸の変位と、ビオサバール則による実際の変位との比較を前記図 3.5 に示した。 δ が小さいときには δ に比例して磁気軸が移動するが、 δ が大きくなると変化量が小さくなっている。これは、外側の磁気面における回転変換が大きく、外側の磁気面が動きにくいというヘリオトロンの特徴が、磁気軸付近にも影響しているためであると考えられる。また、ステラレータ展開の結果は、ビオサバールによる計算結果と比較して、変位が大きく計算される傾向にある。これは、ヘリカルコイルの存在やセパトリクスの影響がステラレータ展開に含まれていないために、変位を大きく見積もることを示しており、後節で示す計算にも同様の影響を持つと考えられる。

3.4.3 プラズマ電流の影響

プラズマ中に電流が流れると、電流によって回転変換が変化する。この効果はステラレータ展開に含まれており、電流が存在する平衡を議論することができる。ただし、プラズマ電流によるフープ力の効果がステラレータ展開に含まれておらず、⁽²³⁾ プラズマ電流のある平衡に対してあまり良い近似とは言えない。フープ力を考慮した計算は、⁽²⁴⁾ 回転変換が空間的に一様な配位では行なわれているが、ヘリオトロンのような回転変換が空間的に大きく変化する配位では、良く分からないというのが実情である。ただし、回転変換の大きな配位はフープ力の影響を受けにくく、あまり問題にはならないと考えられる。

プラズマ電流の磁気面の変位への影響を図 3.12 に示す。プラズマ電流は 2 乗分布を仮定し、垂直磁場による変位がどのように変化するかを示した。磁気軸の変位 $\Delta R(0)$ は全回転変換 $\epsilon(0) = \epsilon_F(0) + \epsilon_{oh}(0)$ に逆比例して

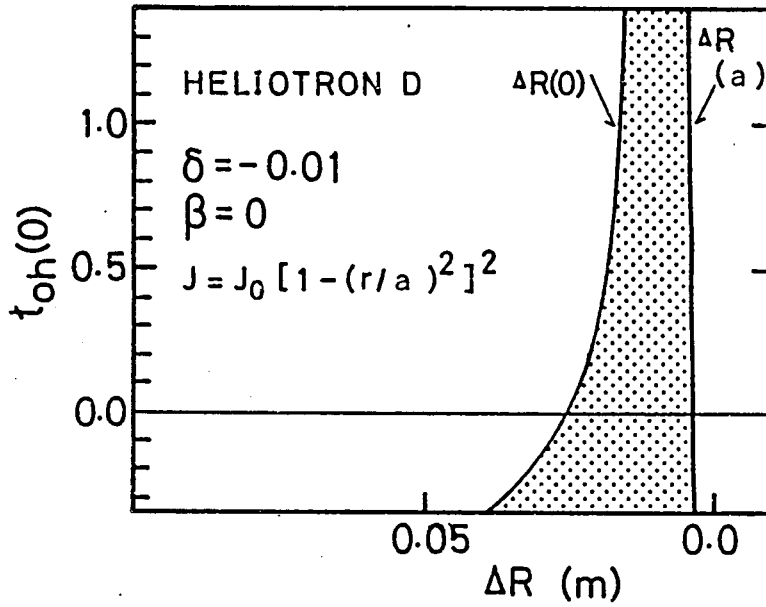


図 3.12 トロイダルプラズマの平衡に対するプラズマ電流の影響。

プラズマ電流による回転変換（縦軸）を変化した時の，磁気面位置の変化。ΔR(0)；磁気軸，ΔR(a)；最外殻磁気面

大きくなる。 $t_{oh}(0) < 0.37$ の配位では，プラズマ中に $t = 0$ の磁気面が存在し，トーラス効果による荷電分離が押えられなくなり， $\Delta R \rightarrow \infty$ となる。すなわち，そのような平衡は存在しない。また，図から分かるとおり， $\Delta R(0)$ に比べて， $\Delta R(a)$ の変化は小さい。これは，プラズマ周辺では， t_F が t_{oh} に比べて十分大きく， t_{oh} の影響がほとんどきかないからである。セバトリクス近くの磁気面がプラズマ電流によって破壊され，閉じ込め領域が小さくなる可能性がある。

3.4.4 トロイダル平衡に対するベータ限界

プラズマ圧力の上昇と磁気面の変化との関係を図 3.13，図 3.14 に示す。横軸は磁気面の変位，縦軸はプラズマ中心のベータ値である。プラズ

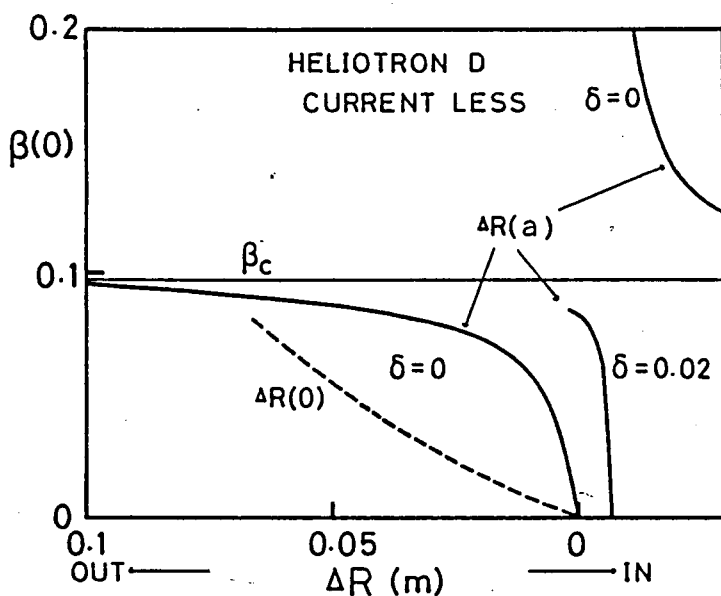


図 3.13 トロイダルプラズマの平衡に対するプラズマ圧力の影響。

ヘリオトロン D の場合。ベータ値 $\beta(0)$ を変化した時の、磁気面位置の変化。 $\Delta R(0)$: 磁気軸, $\Delta R(a)$: 最外殻磁気面。 β_c は $\Delta R(a) \rightarrow \infty$ となるベータ値 (限界ベータ値)。

マ圧力は図 3.15 を仮定した。プラズマ圧力が増加すると, トロイダルドリフトによって荷電分離が起きようとし, 荷電分離を短絡する電流によって垂直磁場が発生する。この垂直磁場はプラズマ圧力の上昇に伴って増加し, 磁気面の変位が増える。プラズマ圧力と磁気面の変位との関係は δ に依存するが, $\beta(0)$ がある値 β_c になると磁気面の変位が無限大になる。さらに $\beta(0)$ が大きくなると, $\beta(0)$ が β_c を越えた領域でも平衡方程式 (3.56) は解を持つ。しかし, $\beta(0) > \beta_c$ の領域は位置不安定性が不安定になり, 実際には実現されない配位である。また, 実際の装置では, プラズマの周りに放電管や磁場コイルが存在し, 無限大の変位は許されず,

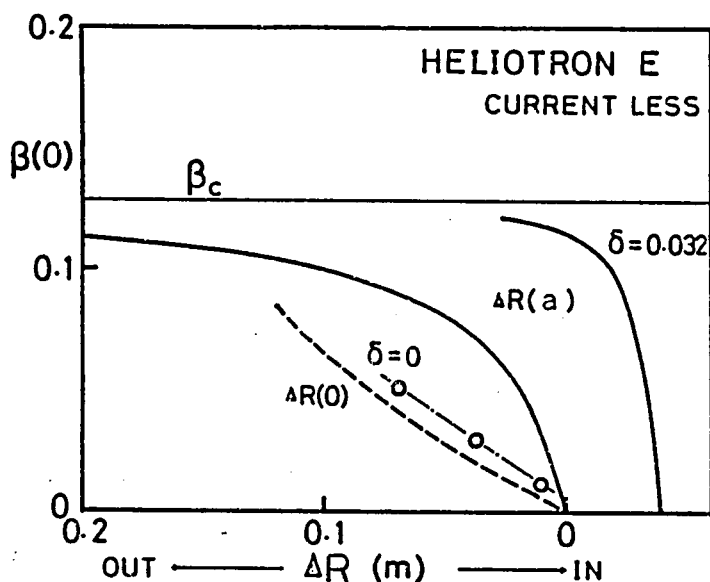


図 3.14 トロイダルプラズマの平衡に対するプラズマ圧力の影響。

ヘリオトロン E の場合。ベータ値 $\beta(0)$ を変化した時の、磁気面位置の変化。 $\Delta R(0)$: 磁気軸, $\Delta R(a)$: 最外殻磁気面。 β_c は $\Delta R(a) \rightarrow \infty$ となるベータ値 (限界ベータ値)。白丸は、3 次元平衡解析 (文献 27) の結果。

β_c より低い値でベータが制限されると考えられる。ただし、外部から垂直磁場を加えることによって磁気面の変位を小さくできる。外部垂直磁場を加えた時の様子も図に示した ($\delta \neq 0$ の線)。しかし、 β_c を越えることはできず、この意味で、 β_c をベータの上限 (ベータ限界) と考えることができる。ベータ限界に対する、ヘリオトロンと通常のステラレータとの比較を表 3.5 に示す。 β' はプラズマ境界の磁気面の変位 $\Delta R(a)$ がプラズマ半径の 2 分の 1 になるベータ値であり、外部垂直磁場の制御を用いない時のベータの上限を評価する尺度と考えてよい。ヘリオトロンではアスペクト比 R_0/a が大きい割に β_c, β' が大きく、9~10% の値が得

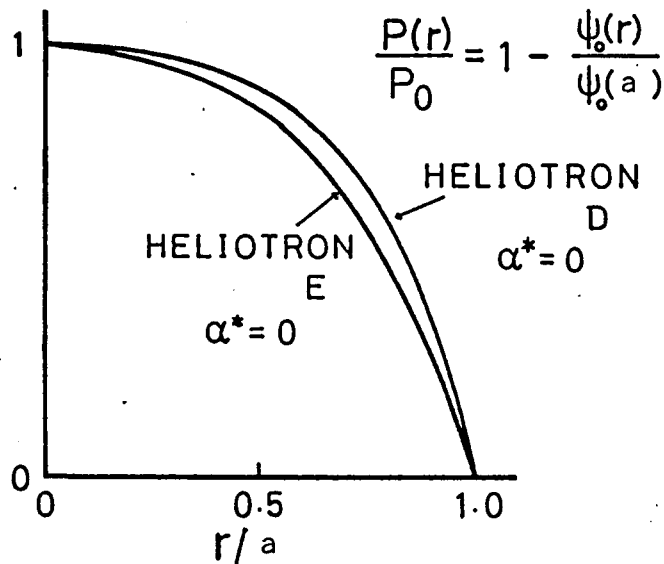


図 3.15 計算に用いたプラズマ圧力の空間分布。磁気面の平均半径 r は最外殻磁気面の平均半径 a で規格化。プラズマ圧力 $P(r)$ は磁気軸における値 P_0 で規格化。

表 3.5 ベータリミット [* は文献 28]

MAXIMUM PERMISSIBLE EQUILIBRIUM PRESSURES

DEVICE	a/R_0	m	$\tau_F(0)$	$\tau_F(a)$	$\beta'[\%]$	$\beta_c[\%]$	
W VIIA	0.067	2.5	0.22	0.23	0.36	7.0	*
JIPP T-II	0.19	2.0	0.25	0.3	1.5	10.	*
LIVEN'-2	0.115	7.0	0.22	0.7	1.4	3.0	*
WEGA	0.18	2.5	0.21	0.3	1.2	7.7	*
HELIOTRON D	0.09	25	0.38	3.4	8.6	9.5	
(HELIOTRON E)	0.09	19	0.54	2.2	10.	13.	

$$\beta_c ; \Delta R(a) \rightarrow \infty$$

$$\beta' ; \Delta R(a) \approx a/2$$

得られる。トカマク装置のベータ限界は，アスペクト比の逆数に比例し，ベータ限界を高くするためにアスペクト比の小さな装置を作る必要がある。9～10%のベータを得るために，アスペクト比が3～5という設計が行なわれることが多いが，アスペクト比が小さいと言うことは，トーラス内側の空間が狭くなることを意味しており，磁場コイルを設置する上で障害になっている。ヘリオトロンでは，アスペクト比が大きくても高いベータが可能であり，装置設計上の上で有利である。また，表3.5から明らかなように， β' が他の装置に比べて非常に大きいという特徴を持っている。 β' が大きければ，外部垂直磁場制御によるプラズマの位置制御の必要性は少なくて済む。

3.4.5 ステラレータ展開の問題点

ヘリカルヘリオトロン磁場は，通常のステラレータと比較して，回転変換と磁気シアが格段に大きいという特徴を持っている。この特徴によって，高いベータ値のプラズマを閉じ込めることができる。

本章では，ヘリオトロン磁場の性質を考察したが，その時にいくつかの仮定，近似を用いた。特に，ステラレータ展開の方法は，通常のステラレータ（ヘリオトロンに比べてヘリカルコイル成分が小さい）に対して開発された手法であり，ヘリオトロンに適用する場合には，妥当性の検討が必要である。

通常のステラレータは，ヘリカルコイルのピッチ長が長く， $hr = \frac{2\pi r}{L}$ $\ll 1$ の近似を用いることができる。 $hr \ll 1$ として近軸展開すると，平衡方程式が簡単になるが， $\ell = 2$ の配位は回転変換が一様になり，ヘリオトロンのような磁気シアの大きい特徴を考慮できない。そのため，本章ではベッセル関数の形で解析した。

ステラレータ展開の方法では，問題を解析可能な形にするのに，(3.34)

式のオーダリングを用いている。ただ、はっきりとした境界があるわけではない。1つの目安として、 λ を逆アスペクト比の平方根程度と考えると、ヘリオトロンでは $\lambda \simeq 0.36$ になる。プラズマ圧力の項 $B^{(\beta)}$ 、プラズマ電流の項 $B^{(\sigma)}$ は、高々10%程度であるから、 λ に比べて小さいと見なせる。ヘリカルコイル成分 $B^{(\delta)}$ は、図3.8より、プラズマ境界で40%、プラズマ中心で0%程度である。プラズマ境界近くでは少々問題が残るが、オーダリングが正しいかどうかの境界付近である。プラズマ中心付近では、 λ に比べて十分小さいと見なせる。

また、 $B^{(\beta)}$ としてトロイダル磁場成分、 $B^{(\sigma)}$ としてポロイダル磁場成分のみを考慮しており、他の成分は無視している。実際には、磁力線の捩れに対応した成分が発生するが、この効果を含めた解析は今後の問題である。

以上のように、ステラレータ展開の方法はいくつかの問題点を持っており、他の理論解析や実験と比較して妥当性を検討する必要がある。1つの例として、ニューヨーク大学のグループによる平衡コード⁽¹⁸⁾との比較を図3.14に示した。白丸が3次元平衡コードの計算結果であり、ステラレータ展開法の結果と良く一致している。ただし、この計算は、固定境界($\Delta R(a)=0$)における磁気軸の位置を求めたものであり、本章の計算と条件が異なっている。しかし、ヘリオトロンのプラズマ境界の変位が少なく、自由境界でも固定境界に近い性質を持っているので、両者の比較は有効であると思う。

次に、限界ベータ値の問題について述べる。本章では、トロイダル平衡が存在する上限としての限界ベータ値を定義し、 β' と β_0 の2通りの限界ベータ値の考えられることを説明した。ただし、プラズマ圧力の上昇が原因で発生する不安定性によってベータが制限されるという考え方もある。特に、磁力線の曲率が悪い領域で成長する、バルーニング不安定が危険で

ある。ヘリオトロンのバルーニング不安定は、ニューヨーク大学の3次元コードで解析され、平均5%では安定であるという結果が報告されている。⁽²⁷⁾ また、ヘリカルピッチ長の短い配位は、曲率の良い領域と悪い領域の連結距離が短いので、バルーニング不安定が安定化されやすいという指摘もある。⁽³⁵⁾ 実験的にも、バルーニング不安定が証明された例はなく、⁽³³⁾⁽³⁴⁾ バルーニング不安定性が実際に存在するのか、限界ベータ値が何で決まるのかという問題には、今後の研究が必要である。

最後に、subtractive 方向のプラズマ電流のある平衡を考える。3.4.3 節で説明したように、subtractive 方向の電流によって回転変換がゼロになる可能性がある。直線ヘリオトロンの平衡には問題ないが、⁽³⁶⁾ トロイダルヘリオトロンでは荷電分離を短絡できなくなる。しかし、これは磁力線の捩れを平均化した回転変換という概念を用いた場合の話であり、局所的な捩れの存在する実際の装置では、トロイダル平衡が存在しないとは言いきれない。今後、明らかにする必要があると思う。

§ 3.5 結 論

ヘリオトロン磁場の性質について、直線近似及びビオサバル式の数値積分分解を用いて調べた。その結果、次のようなことが明らかになった。

- 1) ヘリオトロンの回転変換は、磁気軸がヘリカルコイル中心に一致する時、変形ベッセル関数を用いた表式(3.9)で良く近似できる。また、磁気軸近傍の磁気面は $\ell=2$ の成分が支配的であるが、外側の磁気面では $\ell=4$ 、 $\ell=6$ の成分が大きくなる。
- 2) ヘリオトロンの磁気軸近傍の磁気面では、磁気面の形状は楕円形であり、その楕円率は式(3.28)で、回転変換は式(3.27)で求められる。これらは、パラメータ A_1 及び α^* によって、性質が決まる。

A_1 が大きく、 α^* が負になると磁気面は細長くなり、回転変換は、 A_1^2 に比例、 $1+\alpha^*$ の2乗に反比例する。

- 3) 磁気軸がヘリカルコイル中心からずれると、磁気軸近傍の回転変換は大きく、磁気シアーは小さくなる。
- 4) ヘリオトロンでは、外側磁気面のリップルが大きく、ヘリオトロンDでは、最大40%に達する。

次に、ステラレータ展開法をヘリオトロンに適用し、プラズマのトロイダル平衡を調べた。その結果、以下のことがわかった。

- 1) 垂直磁場(β^*)による磁気面の変位は、ステラレータ展開法で良く近似できる。磁気軸がヘリカルコイル中心に近い時($\beta^* \sim \beta_{opt}^*$)は、磁気軸の変位は β^* に比例するが、 β^* が β_{opt}^* と離れた所では β^* に対する変位の変化率は小さくなる。
- 2) 垂直磁場及びプラズマ電流により、磁気軸近傍の磁気面は変化する。しかし、回転変換の大きい外側の磁気面は、ほとんど変化しない。
- 3) プラズマ圧力によって磁気面は動き、プラズマベータがある値に達すると、磁気面の変位はトーラス外側方向に無限大となる。この磁気面の変位が無限大となるプラズマベータ値は、トロイダル平衡が存在する限界ベータ値であり、ヘリオトロンDでは9.5%、ヘリオトロンEでは13%である。

第4章 ヘリオトロンD装置におけるプラズマ位置測定実験

§ 4.1 序

高温プラズマを作り、長時間維持するためには、高温プラズマを真空容器の中心付近に閉じ込め、プラズマと容器壁の接触を最小にする必要がある。トカマク型配位では、プラズマを容器の中心付近に維持するためにプラズマの運動と位置を制御する技術は重要なテーマであり、垂直磁場の帰還制御、あるいは導電性シェルの利用されている^{(1)~(3)}。ヘリオトロンやステラレータのような非軸対称トーラス配位では、ヘリカルコイルの作る回転変換がプラズマ位置の保持に役立つ。そのため、現在の装置では帰還制御が用いられた例は少ない^{(4)~(6)}。しかし、プラズマが高温になり、ベータ値の高いプラズマを閉じ込める核融合炉になると、プラズマ位置の制御に対する仕様が厳しくなり、位置制御法の開発が必要になると考えられる。特に、ベータ値の高いプラズマは、第3章で指摘したようにベータ値の上昇に伴ってプラズマ位置がトーラスの外側に移動しようとする。したがって、変位を少なくして、よりベータの高いプラズマを閉じ込めるために垂直磁場を制御することが必要になると考えられる。この時には、プラズマの位置を測定し、帰還制御を行う必要がある、位置測定法の開発は不可欠となる。しかし、今までに、プラズマの位置を非軸対称系トーラスで測定した実験が少なく⁽⁴⁾⁽⁵⁾、測定法の開発が必要である。

本章では、ヘリオトロン配位におけるジュール加熱プラズマの位置測定法の原理と問題点を説明し、ヘリオトロンD装置に適用した実験について述べる。

§ 4.2 ヘリオトロンプラズマの位置測定法

プラズマの位置を測定する手段としては、テレビカメラの利用や密度の空

間分布測定等，いろいろな方法を考えることができるが，磁場を測定する方法は，経済的で連続して測定できるため，多くの装置で使われている。特にジュール加熱プラズマでは，プラズマ電流の作る磁場を磁気プローブで測定し，プラズマ柱の位置を求めることができる。

磁気プローブによる位置測定は，多くのトカマク装置で利用され，確立された技術と言われている。それは，トカマク装置の磁場配位が，平衡方程式を解くことによって比較的簡単に求まり⁽⁷⁾，プラズマ外部の磁場を測定し，計算結果と比較すれば，トカマク装置のプラズマ位置を推定できるという⁽⁸⁾⁽⁹⁾，トカマク装置に適した測定法であるため，多くの実験が行われたからである。しかし，ヘリオトロン配位に適用する場合には，平衡配位が正確に計算できないので，プラズマ外部の磁場測定のみで位置を評価するのは難しく，ヘリオトロン装置に適しているとは言えない。けれども，プラズマ外部の磁場がプラズマ電流によって変化するのには，トカマク装置でもヘリオトロン装置でも同じである。そのため，プラズマ電流による磁場の変化を測定し，プラズマ位置を評価できるはずである。

ヘリオトロンのような非軸対称外部導体系装置では，電流は磁力線に沿ってスパイラル状に流れ，流れる領域も円形が回転するような複雑な形をしており，それらの電流が作る磁場を正確に評価するのは難しい。しかし，プラズマ外部の測定位置とプラズマの距離によって測定点の磁場は変化するであろうから，プラズマ外部の磁場を測定すれば，プラズマ変位の定性的な考察には役立つ。本章では，少々粗い近似ではあるが，プラズマ電流を一本の線電流であると近似し，プラズマ位置変動の評価を試みる。^{*)} 1本の円環状線電

*) プラズマ電流がある断面積を持っていると考え，数値積分によって計算することもできるが，プラズマ外部の磁場は全電流が同じであれば，線電流の場合とほとんど一致する。

流によって発生する磁場は、完全楕円積分によって表わされ、線電流の内と外の磁場の比は、線電流との相対距離のみの関数となり線電流の値に依存しない。すなわち、ある決まった2箇所における磁場を測定し、その比から位置が求まる。

ヘリオトロン装置のボロイダル磁場には、プラズマ位置の測定に必要なプラズマ電流成分の他に、ヘリカルコイル、垂直磁場コイル、トロイダルコイル、ジュール加熱用空心コイルの各電流成分が含まれている。ヘリオトロン配位は、これらのコイルに流れる電流による磁場が大きく、プラズマ電流成分に対して無視できない。磁場測定用の磁気プローブ両端に生じる電圧 V_m は、等価相互インダクタンスを用いた回路方程式で表わせる。

$$V_m = M_h \dot{I}_h + M_v \dot{I}_v + M_J \dot{I}_J + M_t \dot{I}_t + M_{oh} \dot{I}_{oh} \quad (4.1)$$

ここでサフィックス h, v, J, t, oh は、ヘリカルコイル、垂直磁場コイル、ジュール加熱用空心コイル、トロイダルコイル、プラズマ電流を意味し、 M は磁気プローブに対する相互インダクタンス、 I は電流、 $\dot{}$ は時間微分である。(4.1)式において、 $\dot{I}_h, \dot{I}_v, \dot{I}_J, \dot{I}_t$ は、各コイルに巻いたロゴスキーコイルで測定可能である。相互インダクタンスに対する正確な評価を行なうのは難しいが、磁気プローブと各コイルの位置関係によって一義的に決まる量であり、実験中に変化しない。そこで、適当な試験によって相互インダクタンスを評価し、磁気プローブ信号の中からプラズマ電流成分以外の項を取り除く。

以上のような考え方を基に設計し、ヘリオトロンDの実験に用いたボロイダル磁場測定回路のブロックダイアグラムを図4.1に示す。実

験は $\alpha^* = 0$ の磁場配位を用い、トロイダルコイルを使用しなかったの
 で、トロイダルコイル電流 I_t の補正回路はない。各増幅器の増幅率
 調整は以下の通りである。まずヘリカルコイルにのみ通電し、他のコ
 イルは開放の状態で出力がゼロになるよう、Amp. 1 の増幅率を調整す
 る。これは、(4. 1) 式における $M_h \dot{I}_h$ の項を差し引くことに対
 応する。次に垂直磁場コイルを接続して、Amp. 2 を調整する。
 最後に、ジュール加熱用空心コイルを接続して Amp. 3 を調整して出力
 がゼロになるようにする。このように調整すれば、測定回路の出力は、
 プラズマ電流の寄与のみとなる。実際に測定した場合には、誘導雑音
 と調整の不完全さのために、補正しきれない成分が測定誤差として残
 ることになるが、ヘリオトロン D の場合は、ヘリカルコイル、垂直磁
 場コイル成分に対して 0. 1 ~ 1 %、ジュール加熱用空心コイルに対し
 て約 2 % の雑音成分が実測された。これはプラズマ電流成分の約 1 0
 % の大きさである。

この測定回路を用いて、プラズマ電流によって発生するポロイダル
 磁場を 2 箇所測定し、それらの比からプラズマ柱の位置を評価でき
 る。

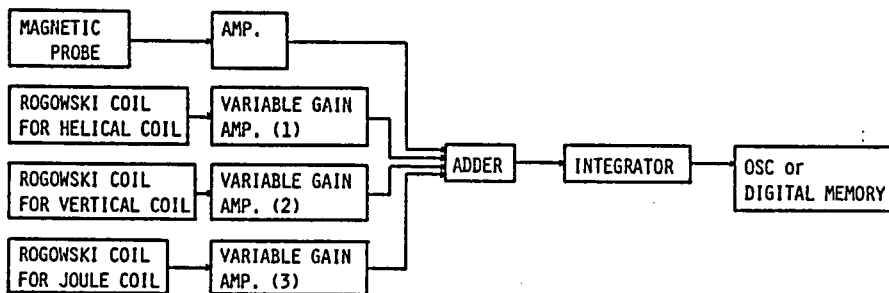


図 4. 1 プラズマ電流によるポロイダル磁場測定回路のブロックダイアグラム

§ 4.3 測定結果

4.3.1 プラズマ柱の動き

図 4.2 に、プラズマの上下の位置に置いた磁気プローブによって測定した垂直方向の位置と、他のプラズマパラメータの時間変化を示す。 Δv は、赤道面からの距離であるが、時間的に一定である。 Δv がゼロではないが、装置は上下に対称であるのでこれは雑音成分による測

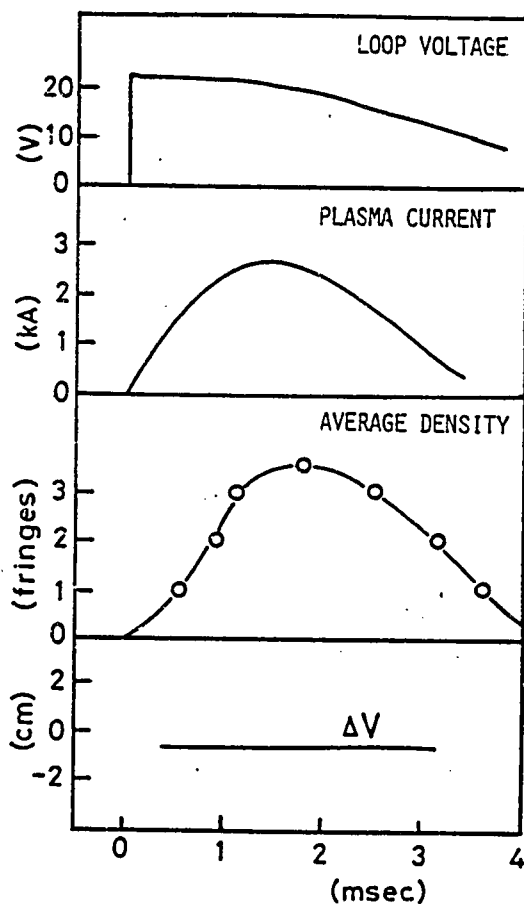


図 4.2 プラズマの垂直方向位置 Δv の時間変化及びループ電圧、プラズマ電流、平均電子密度の時間変化。 $\alpha^*=0$, $\beta^*=-0.147$, $B_0=2.2 \text{ KG}$

定誤差の影響であり，プラズマ柱は赤道面 ($\Delta v = 0$) にあると考えるのが妥当である。このことから，測定誤差が約 1 cm であることがわかる。

図 4.3 に，トーラスの内と外に置いた磁気プローブで測定した水平方向の位置と他のプラズマパラメータの時間変化を示す。 ΔR はヘリカルコイル中心 $R_0 = 1.085$ m からの距離である。 I_{in} 、 I_{out} はトーラ

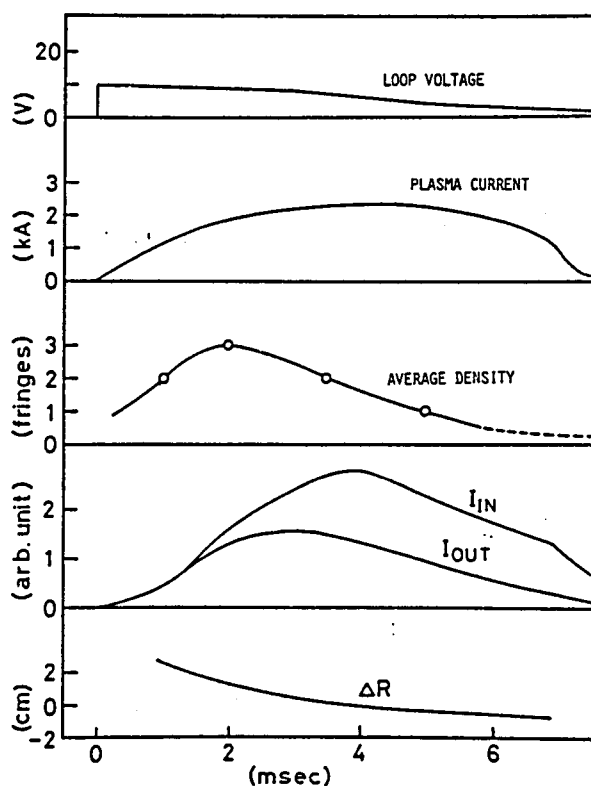


図 4.3 プラズマの水平方向位置 ΔR の時間変化及びループ電圧，プラズマ電流，平均電子密度，ヘリカルコイルに巻き付けた金属コレクター（図 4.4 参照）によるイオン飽和電流の時間変化。 $\alpha^* = 0$ ， $\beta^* = -0.147$ ， $B_0 = 2.0$ KG

ス内側と外側のヘリカルコイルに絶縁を施した金属コレクターを巻き付け、磁気プローブによる測定の妥当性を検証するために、イオン飽和電流を測定したものである（図4.4）。このイオン飽和電流は、ヘリカルコイルへ拡散する粒子束に対応している。図4.3より、時間とともにトーラス内側への損失が増加している。これは、プラズマがトーラス内側のヘリカルコイルに近付いて来たためであると考えられる。磁気プローブによるプラズマ位置の測定結果も、プラズマがトーラスの内側に向かって動いていることを示しており、内側ヘリカルコイルへの粒子損失の増加と傾向が一致している。

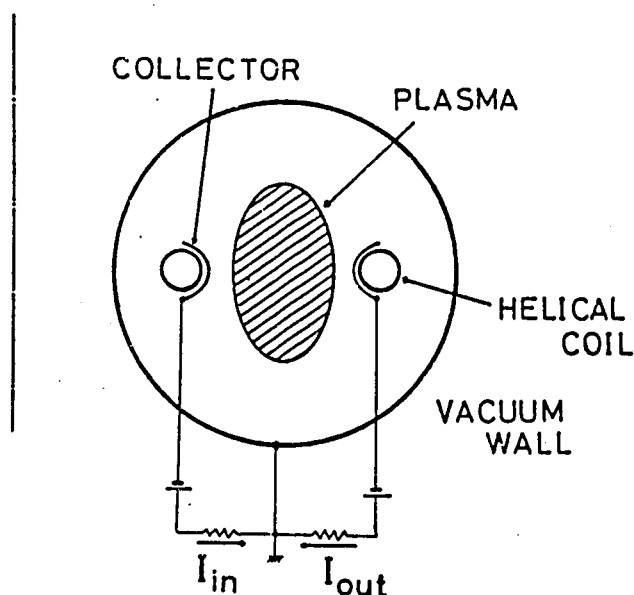


図 4.4 ヘリカルコイルに巻き付けた金属コレクターの概略図。

金属コレクターは、テフロンによってヘリカルコイルと絶縁されている。

図 4.5 に、プラズマ柱が内向きに動いて行く様子が、トロイダル磁場によってどう変化するかを示す。トロイダル磁場を強くすると、プラズマ柱の動きが小さくなる傾向にある。このプラズマの動きの原因は今のところ不明である。

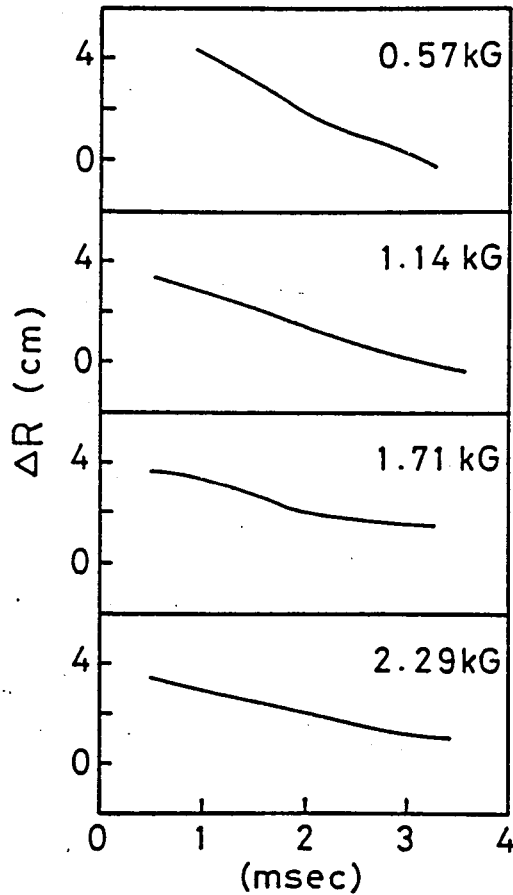


図 4.5 プラズマの水平方向位置 ΔR の時間変化の磁場依存性。

$$\alpha^* = 0, \quad \beta^* = -0.147$$

4.3.2 垂直磁場の影響

第3章で述べたように、垂直磁場 (β^*) を変化すると磁気面が水

平方向に移動する。このことを実験的に確かめるために、プラズマ柱の位置を β^* を変えて測定した。図 4.6 に実験結果を示す。4.3.1 節で説明したごとく、プラズマ柱は時間的に移動しており、どの時間で比較するかによって評価が異なる。ここでは、できるだけ同じ条件で比較できるように、放電開始後 1 msec でプラズマ電流が一定値になるようにループ電圧を調整し、プラズマ柱の位置を測定した。図 4.6 より、垂直磁場が減少する(β^* の絶対値が小さくなる)とプラズマ柱はトーラスの外向きに移動するが、additive に比べて subtractive のほ

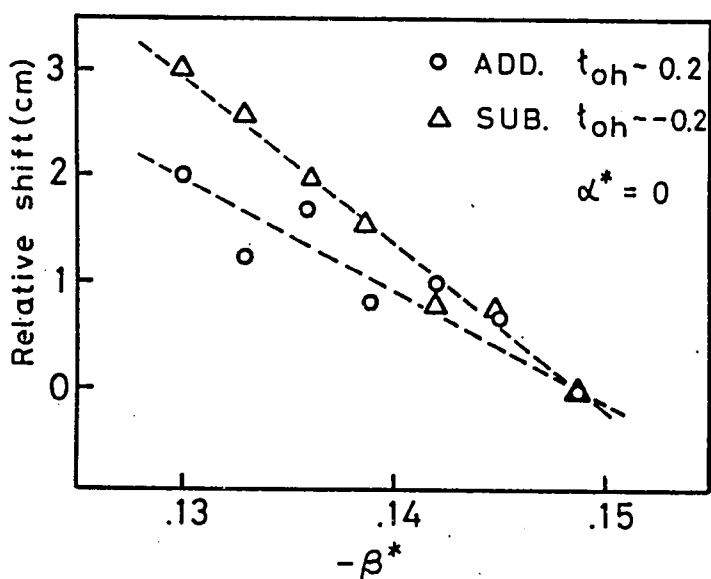


図 4.6 垂直磁場 β^* による、プラズマの水平方向位置の変化。

ADD は、プラズマ電流を真空磁場の作る回転変換を増やす方向 (additive 方向) に流した場合。SUB. は、その逆の方向 (subtractive 方向) に流した場合。

うが変化が大きい。これは，回転変換が電流によって減少し，プラズマ柱が動き易くなったためであると考えられる。

図 4.7 には，プラズマ位置の理論値（ステラレータ展開）と実験との比較を示す。図には additive のみを示した。subtractive では回転変換がゼロの磁気面ができ，現状の理論では，プラズマ位置は無限大となる。実験結果のばらつきが多いが，実験値は磁気軸 $\Delta R(0)$ とプラズマ境界 $\Delta R(a)$ の位置の中間の値を示している。実験は線電流

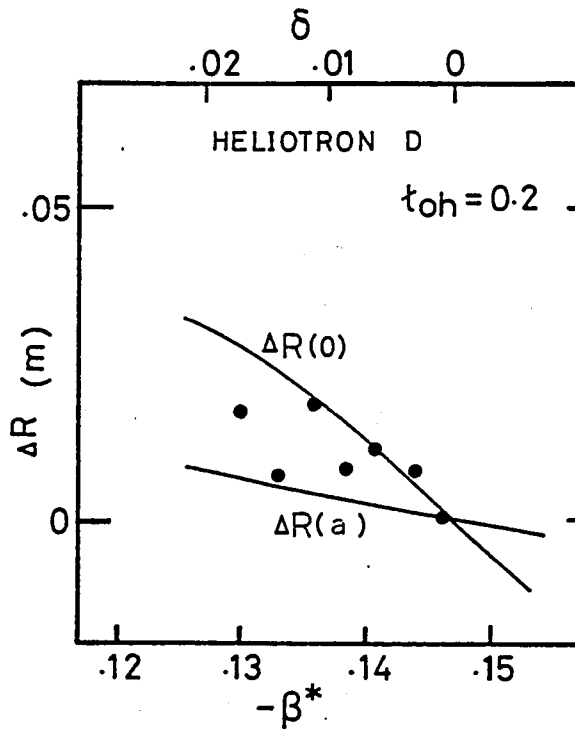


図 4.7 プラズマの水平方向位置の実験値と理論値（ステラレータ展開法による値）の比較。黒丸は実験値。実線は理論値， $\Delta R(0)$ は磁気軸の位置， $\Delta R(a)$ は最外殻磁気面の位置。

を仮定して、プラズマの平均位置を求めたものである。したがって、実験値がそのまま理論値に対応しないが、変化の傾向は一致している。また、磁気軸の変位は実験値より大きく、プラズマ境界の変位は実験値より小さいと考えられる。

§ 4.4 結 論

ヘリオトロン配位におけるジュール加熱プラズマの、磁気プローブを用いた位置測定法を開発した。その測定法をヘリオトロンD装置の実験に適用し、以下の結果を得た。

- (1) ヘリオトロンD装置のジュール加熱プラズマの位置は、垂直方向には一定である。
- (2) ヘリオトロンD装置のジュール加熱プラズマは、トーラスの内向きに動いており、それに伴って、トーラス内側のヘリカルコイルへの粒子損失の増加が見られる。
- (3) プラズマの内向きの動きは、強磁場にすると減少する。
- (4) 垂直磁場を変えるとプラズマの位置が変化し、理論的な予想と一致する。
- (5) プラズマ電流の向きに関しては、additive より subtractive のほうがプラズマの位置が変化しやすい。

この章では、ヘリオトロンプラズマの位置を測定するのに磁気プローブが有効であり、実際に測定できることを示した。ただし、測定には不用品な磁場を除去する工夫が必要であり、測定回路が複雑になる。そのため雑音対策が難しくなり、本章の実験でも十分ではなかった。磁場の測定値に対して10%程度の雑音が残ってしまったので、位置の測定値は2cm程度の不確かさがあると考えられる。雑音の原因は、ジュール加熱用空心コイル電流の誘導がほとんどであり、各測定に対して大きな差

はなかったので、全体の傾向を定性的に議論する材料には成り得ると考えられる。しかし、測定をより確かなものにするためには、さらに工夫が必要である。

(2)(3)を除いて実験結果は、理論的な予測と一致している。特に、垂直磁場によってプラズマの位置が変化することが実測できた意味は大きく、高ベータを得るために垂直磁場を制御する技術につながるものと言える。

(2)(3)の実験結果は、現在の理論で説明することができない。プラズマの内向きの動きが明らかになっている例としては、トカマクの external disruption が有名である。⁽¹⁾⁽¹⁰⁾ external disruption が起きる原因としていくつかのモデルが提唱されているが、⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ 現象としては実験的に明らかになっている。何らかの原因によってプラズマが急激に膨張しながら電流分布が平坦になり、外向きの力であるフープ力が減少する。⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾ そのために、内向きの力のほうが大きくなり、プラズマが内向きに動くと考えられている。ヘリオトロンDの場合には、不安定性を伴わないゆっくりとした現象であり、同じように考えるのは難しい。ジュー加熱用空心コイルの漏れ磁場が垂直磁場を変動させているとも考えられるので、それを確かめる実験も行なったが、漏れ磁場は磁気面を変えるほど大きいとは考えにくいし、実際に電流の向きを変えて漏れ磁場の向きを変えても、プラズマの位置の時間的变化に大きな差はなく、漏れ磁場が原因でないことがわかった。

何らかの原因が別にあると考えられるが、今のところ結論はでていない。可能性のあるものとしては、以下の2つが考えられる。

- (1) 成長率の低い位置不安定の存在。現在の理論では、ヘリオトロンの様な回転変換の大きいシステムは、位置的に安定であると考えられ

ている。しかし今後、3次元の解析や有限抵抗の効果を考慮した理論解析が進んだ時に、新たな不安定性として発見される可能性がゼロではない。

- (2) トーラスの内と外でのプラズマ閉じ込め性能の違いが影響している可能性がある。文献 15によれば、トーラスの内側のほうが外側より粒子の捕捉効率が良く、閉じ込めの良い方向にプラズマが動く可能性がある。

いずれにしても、この問題に決着を付けるには今後の研究が必要であるが、強磁場にするとプラズマは動きにくくなっているため、磁場の弱いヘリオトロンド装置特有の現象である可能性が高い。実際に、ヘリオトロンドM装置でヘリカルコイルにコレクターを巻き付けて粒子損失を測定したが、ヘリオトロンド装置のような内と外での違いは観測されなかった。ヘリオトロンド装置特有の性質であるとするれば、磁場の強い大型装置で問題になることはなく、核融合炉実現に影響するものではないと思う。

第5章 ヘリオトロンにおける電流駆動電磁流体不安定性理論

§ 5.1 序

ヘリオトロンはプラズマ電流の流れていないプラズマを閉じ込めることができる。プラズマ電流がないと言うことは、電流駆動不安定の心配がないということであり、その時に問題になるのは圧力駆動不安定である。圧力駆動不安定の研究は理論中心に進められており、いくつかの研究結果が報告されている。^{(1)~(4)}

しかし、§ 1.1 で述べたように、ジュール加熱法を無視することではできない。もっとも経済的で確立された技術として、ジュール加熱法を有効に利用する必要がある。たとえばステラレータ装置では、ジュール加熱と中性粒子入射加熱を組合わせて電流のないプラズマを作る実験が既に行なわれ、その有効性が確かめられている。⁽⁵⁾

ジュール加熱を適用する時には、圧力駆動不安定と電流駆動不安定の両方が問題になるが、電流駆動不安定はプラズマベータ値の低いプラズマでも不安定になる可能性があり、最初に解決しなければならない問題である。電流駆動不安定にもいくつかの種類があるが、プラズマ電流の電磁エネルギーが駆動力となってプラズマに螺旋変形をもたらすキンク不安定、有限抵抗効果によるティアリング不安定などの電磁流体不安定は最も危険である。

非軸対称系における電磁流体不安定の研究は、従来からのステラレータを対象にして行なわれて来た。トカマクともっとも違う点は、ヘリカルコイル磁場による位置不安定の改善⁽⁶⁾⁽⁷⁾と破壊的不安定 (major disruption) の抑制⁽⁸⁾ができるということである。しかし、破壊的内部不安定 (internal disruption)⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾や Kruskal-Shafranov 限界⁽¹¹⁾の存在など、

トカマクと類似の性質を持つことも知られている。ただし、このことは、回転変換が比較的小さい通常のステラレータ（普通 $\kappa_F < 1$ である）で研究されたものであり、回転変換が大きく、大きな磁気シアを持つヘリオトロンでは事情が異なる。

まず、プラズマ境界の回転変換 $\kappa_F(a)$ が 1 を越えており、Kruskal-Shafranov 限界の考え方を適用できないし、通常のステラレータでは考えられないような大電流を流すことができる。また、プラズマ電流によって回転変換を大きくし、全ての磁気面で回転変換が 1 を越えることも可能である。このように、ヘリオトロンはヘリオトロン特有の性質を持っており、他の非軸対称装置と同様に議論することはできない。

§ 5.2 電磁流体 (MHD) 不安定性の解析法

磁場に閉じ込められたプラズマの不安定性の解析は、平衡状態に発生した微小変動がどのように変化するかを調べることに還元される。不安定性の性質を調べるには、微小変動を電磁流体方程式の摂動項として展開した線形化電磁流体方程式 (linear MHD eq.) の固有値問題を解く方法 (摂動法) が望ましいことは言うまでもない。これによって不安定性の成長率や変形の構造等、すべての情報が得られるからである。しかし、数値計算に時間がかかるという短所がある。一方、安定不安定の判別のみであれば、基礎方程式の解を直接求めないでポテンシャルエネルギーの変化より考察するエネルギー原理法が使え、計算が容易で便利である。本章では、エネルギー原理法によって不安定領域を捜し、不安定な配位のいくつかについて摂動法を適用する。

MHD 不安定性の解析にヘリオトロンの特徴を含めるには、平衡を記述するのにステラレータ展開平衡方程式を用いることができる。

5. 2. 1 エネルギー原理^{(11)(14)~(16)}

ある系が外界から孤立している時，系の力学エネルギー，すなわちポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの和は保存される。その系において，なんらかの変位が成長する（不安定になる）と運動エネルギーが増大するので，ポテンシャルエネルギーは減少する。すなわち，可能な変位に対してポテンシャルエネルギーの変化 δW が負であるなら不安定であると言える。この δW をエネルギー積分と呼び，安定条件は，

$$\delta W > 0 \quad (5.1)$$

で表わされる。

ステラレータ展開平衡方程式のエネルギー積分は R.M.Sinclair et al. によって導かれた⁽¹⁵⁾

$$\begin{aligned} 2\delta W = & \frac{8\pi^2}{k} \left[\int_0^a r dr \left\{ \left(\frac{d\mu}{dr} \right)^2 + \frac{\alpha}{r^2} \mu^2 \right\} - \frac{1}{a} \frac{d}{dr} (r^2 l_{oh}) \frac{\mu^2}{\nu} \right]_{r=a} \\ & + M \mu^2(a) \frac{1 + (a/b)^{2M}}{1 - (a/b)^{2M}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\mu = \frac{k r B_0}{2 \pi} \nu \xi_r$$

$$\nu = -\frac{2 \pi N}{M} + l_{oh}(r) + l_F(r)$$

$$\alpha = M^2 + \frac{1}{r \nu} \frac{d}{dr} \left(r^3 \frac{d l_{oh}}{dr} \right)$$

$$k = \frac{1}{R_0}$$

(5.3)

M ; 不安定性のポロイダルモード数

N ; 不安定性のトロイダルモード数

ξ_r ; 摂動の動径成分

a ; プラズマ半径

b ; 導体シェル半径

ここで、本稿で取扱うのは電流駆動不安定のみであるので、プラズマ圧力に関係した項は無視している。

これらの式はトーラス効果は無視して導かれたものである。MHD不安定に対するトーラス効果の影響に関する議論は、文献 17 に詳しく述べられているが、電流駆動不安定性に関する限りほとんど影響しない。ただし、2.5 節で述べたように、subtractive 方向に電流を流した時の $\iota = 0$ の平衡があるかどうかは不明である。本章では、 $\iota = 0$ でも平衡が存在すると仮定し、解析をする。

安定性の判別は (5.2) 式の正負によって与えられるが、正負の判定には、Newcomb の定理を用いる。⁽¹⁸⁾

エネルギー積分のオイラー方程式は、

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\mu}{dr} \right) - \frac{\alpha}{r} \mu = 0 \quad (5.4)$$

であるが、これを特異点 ($\nu = 0$ を満たす共鳴面 $r = r_s$ と $r = 0$) によって区切られた部分区間に分割し、各区間において (5.4) 式の解を求める。キンクモードは、解が零点を切るかどうかで不安定を判別する。解が零点を切れば不安定 ($\delta W < 0$)、零点を切らなければ安定 ($\delta W > 0$) である。

本稿では、キンクモードを内部キンクモードと外部キンクモードの2種に分類する。プラズマ中の共鳴面より内側 ($r < r_s$) で解が零点を切る不安定性を内部キンクモード、共鳴面の外側で零点を切る不安定性と共鳴面がプラズマ中にない時に零点を切る不安定性を外部キンクモードとする。この分類は、一般の軸対称プラズマ不安定性理論⁽¹⁹⁾における分類 (内部キンクモードはプラズマ内部のみが不安定になり、プラズマ境界は安定なモード、外部キンクモードはプラズマ境界まで不安定なモード) にそれぞれ対応しているが、後に述べるように、不安定性の構造は同じでない。

キンクモードが安定な配位でも、共鳴面がプラズマ中にある配位はティアリングモードが不安定になる可能性がある。ティアリングモードは有限抵抗効果によって共鳴面の回りの磁気面の変形が成長し、磁気島を作る不安定性である⁽²⁰⁾ が、 Δ' の正負で安定不安定を判別できる。⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾

$$\Delta' = \frac{d\mu_2/dr}{\mu_2} - \frac{d\mu_1/dr}{\mu_1} \bigg|_{r=r_s} \quad (5.5)$$

ここで μ_1, μ_2 は、それぞれ $r < r_s, r_s < r$ の各部分区間における (5.4) 式の解である。 $\Delta' < 0$ なら不安定である。

図 5.1 に、不安定性の判別計算フロチャートを示す。

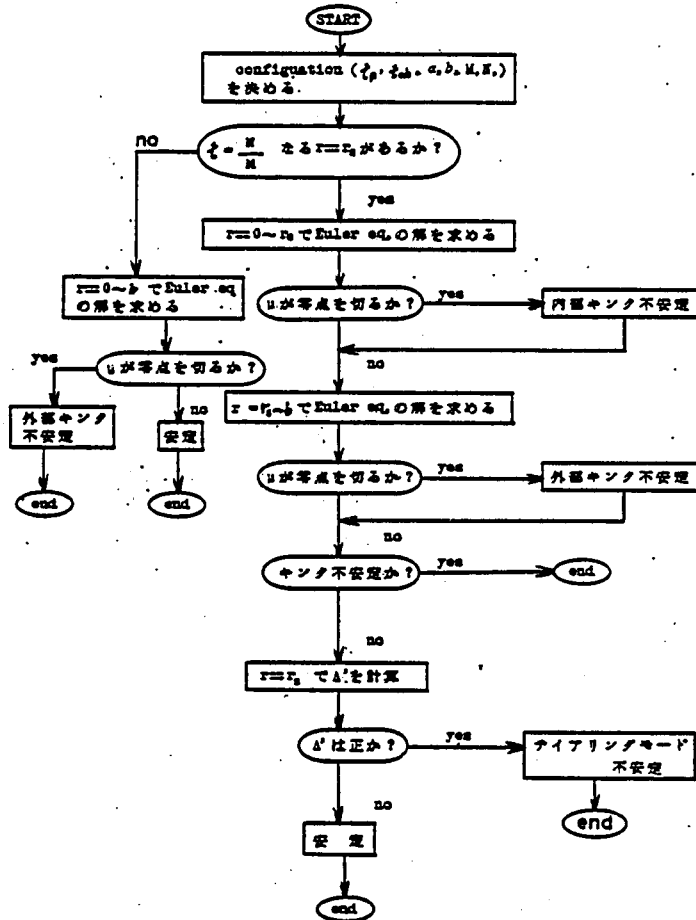


図 5.1 エネルギー原理によるヘリオトロンプラズマの不安定性判別計算フローチャート

5.2.2 摂動法

摂動 $\xi(r, t) = \xi(r) \exp(-i\omega t)$ に関する線形化電磁流体方程式は、ステラレータ展開を用いると次のように表わせる。⁽¹⁵⁾⁽²¹⁾

$$\frac{1}{M^2} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{d}{dr} (r \xi) \right\} - \xi = \left(\frac{ka}{2\pi q} \right)^2 \nu \left[\frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r^2 l_{oh}) \right\} r \xi + M^2 \xi - \frac{d}{dr} \left\{ r \frac{d}{dr} (r \nu \xi) \right\} \right] \quad (5.6)$$

$$\left. \begin{aligned} q &= -i \omega \tau_H \\ \tau_H &= a \sqrt{\rho} / B_0 \\ \xi &= -\frac{iM}{a} \xi_r \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

ここで、 q は不安定性の成長率、 τ_H はアルベン時間、 ρ はプラズマの質量密度（空間的に一様と仮定している）である。

この方程式を解くことによって、不安定性の成長率、構造等を調べることができる。ただし、(5.6)式は有限抵抗効果を無視しており、キンクモードのみを対象としている。

(5.6)式は、成長率 q を固有値とする固有値方程式であり、 ξ は(5.6)式の固有関数である。固有値問題を解くには、シューティング法（図 3.10 参照）を用いる。固有関数の満たすべき境界条件は $\xi(b) = 0$ である。

§ 5.3 電流駆動不安定性の安定性図式

ヘリオトロン配位の安定性図式 (stability diagram) を求めるには、真空回転変換角 $l_F(r)$ として (2.9) 式を用いるのが正確であるが、計算時間短縮のためにヘリオトロン D の回転変換空間分布を近似して、

$$l_F(r) = 2\pi k_F(a) \{ 0.11 + 0.89 (r/a)^{3.2} \}, \quad (5.8)$$

を用いる。 $k_F(a) = 3.4$ がヘリオトロン D の $\alpha^* = 0$ の配位に対応する。

プラズマ電流による回転変換角 $l_{oh}(r)$ は、電流分布が放物線分布であると仮定し、

$$l_{oh}(r) = 2\pi \epsilon_{oh}(a) \{ 2.0 - (r/a)^2 \} \quad (5.9)$$

で与える。

(5.8)(5.9)式で与えられる磁場配位の安定性図式を図5.2に示す。計算に用いたパラメータは、 b としてヘリオトロンドの真空容器の半径 $b/a = 3.0$, R_0 としてヘリオトロンドの主半径 $R_0/a = 10.85$ である。

図5.2において、 $\epsilon_F(a) = 0$ はトカマク、 $\epsilon_F(a) < 1$ は通常のステラレータ、 $\epsilon_F(a) = 2 \sim 4$ がヘリオトロンの配位に相当する。 $\epsilon_{oh}(a) > 0$ はadditive方向のプラズマ電流、 $\epsilon_{oh}(a) < 0$ はsubtractive方向のプラズマ電流に対応する。

実線部分はティアリングモードの不安定な領域、点々部分はキンクモードの不安定な領域である。

$\epsilon_F(a) \neq 0$ の時、 $\epsilon_{oh}(a)$ の正負によって安定性図式の様相が大きく異なる。

$\epsilon_{oh}(a) > 0$ の領域

安定性図式は、 $\epsilon(a)$ と $\epsilon(0)$ の大小によって様相が異なる。 $\epsilon(a) < \epsilon(0)$ の時(通常のステラレータの実験範囲はこの領域である)、共鳴面がプラズマ中に存在する $\epsilon(a) < N/M < \epsilon(0)$ (図中の $\epsilon(a) = N/M$ の線より左で、 $\epsilon(0) = N/M$ の線より右の三角形)の領域では、内部キンクモードが不安定になる。この領域では、ティアリングモードも不安定になると思われるが、ここではもっとも危険なキンクモードが不安定になっており、取り扱えない。外部キンクモードは、共鳴面が真空中 ($a < r_s < b$) に存在する $N/M < \epsilon(0)$ の領域で不安定になる。 $N=M=1$ の外部キンクモードが不安定になる $\epsilon(a) = 1$ (図(5.2a)の太線)がKruskal-Shafranov

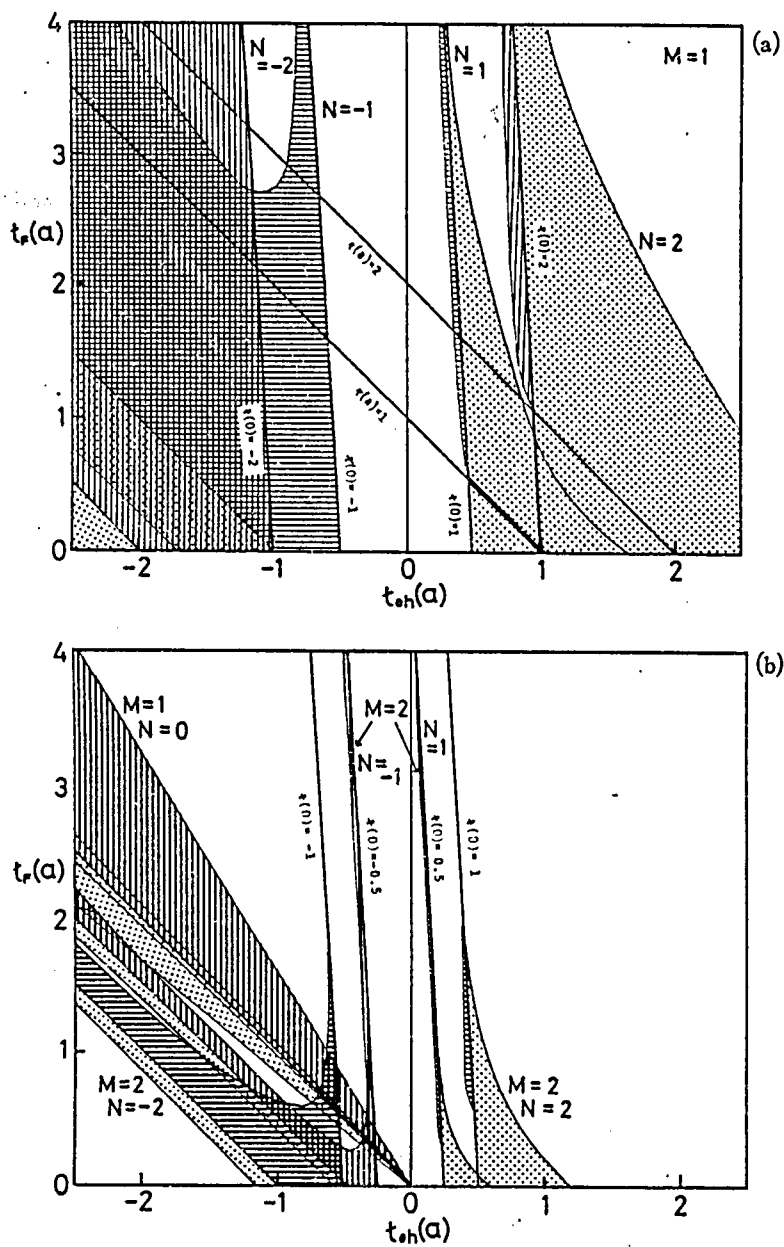


図 5.2 電流駆動電磁流体不安定の安定性図式。

実線領域はティアリングモードが不安定。点々の領域はキンクモードが不安定。太線は Kruskal-Shafranov 限界。(a)は $M=1$, $N=\pm 1$ のモード, (b)はその他のモード。

限界に対応し、プラズマ電流の上限を与える。

$\epsilon(a) > \epsilon(0)$ の時 (ヘリオトロンの実験範囲はこの領域である), 不安定な領域は, $\epsilon(0) = N/M$ の線に沿って分布している。 $\epsilon(0) \gtrsim N/M$ (共鳴面が存在しないか, 存在してもプラズマ中心に極めて近い所に共鳴面ができる) 領域で外部キンクモードが不安定になり, $\epsilon(0) < N/M$ の領域でティアリングモードが不安定になる。不安定領域の幅は $\epsilon_F(a)$ が大きくなると狭くなっているが, これは磁気シアの安定化効果が利いて来るためであると思われる (磁気シア $\epsilon_F(a)$ と共に大きくなる)。

$\epsilon_{oh}(a) < 0$ の領域

この領域では, $\epsilon(a) > \epsilon(0)$ である。真空中に共鳴面が存在する $\epsilon(a) < N/M$ の領域で外部キンクモードが不安定になるが, 他領域ではキンクモードは安定である。 ϵ_{oh} と ϵ_F の磁気シアが加わり, より大きな磁気シアが形成され, 安定化されるが, $\epsilon(a) < N/M$ の領域は不安定性を駆動するプラズマ電流が非常に大きく, 磁気シアによる安定化が十分でないものと思われる。

ティアリングモードは, 磁気シアの安定化が利き難く, 不安定領域は広い。特に $M=1$ のモードは, 共鳴面がプラズマ中に存在する, ほとんどの領域で不安定である。

プラズマ電流分布の影響

次に電流分布の影響を考察する。実際のプラズマの電流分布は明らかでないが, ここでは

$$j_{oh}(r) = j_0 \{ 1 - (r/a)^2 \}^S \quad (5.10)$$

であると仮定する。 S は電流分布を決めるパラメータであるが, $S =$

0 は一様分布， $S = 1$ は放物線分布に対応し， S が大きいほど電流が中心付近に集中した分布である。(5.10) 式より $i_{oh}(r)$ を求め，同様の計算を行なう。

図 5.3 に， S に関するヘリオトロン D ($\epsilon_F(a) = 3.4$) の安定性図式を示す。図 5.2 を見てもわかる通り， $\epsilon_F(a) = 3.4$ では $M = 1$ モードが支配的であり， $M = 2$ モードの不安定領域は狭い。図 5.3 では， $M = 1$ モードのみを示した。点々部分は外部キンクモード，実線部分はティアリングモードの不安定領域である。電流分布が平坦な程，不安定領域の幅は狭くなり，一様分布では全てで安定である。不安定性を引き起こすのは電流密度の勾配((5.3) 式， α の第 2 項)であるが，電流分布が平坦になると電流密度の勾配が，磁気シアの小さい中心付近で緩やかになる。そのために，キンクモードは安定になる。ティアリングモードは，共鳴面における電流密度の勾配によって引き起こされるが，ヘリオトロン D のティアリングモードは共鳴面が中心付近にある時に不安定になり易い。したがって，中心付近における電流密度の勾配が緩やかになると不安定になり難くなる。しかし，共鳴面が周辺部にできる領域 ($\epsilon_{oh}(a)$ が負に大きな領域) では安定化されない。

電流が中心部に集中すると不安定領域は広がるが， $\epsilon_{oh}(a) > 0$ ， $S < 2.2$ の範囲では， $N = 1$ と $N = 2$ のモードの間に安定な領域 (stability window) が存在する。しかし， $\epsilon_{oh}(a) < 0$ では stability window は存在しない。

§ 5.4 電流駆動キンク不安定性の構造と成長率

摂動法によって求めたキンク不安定の成長率を図 5.4 に示す。ヘリオトロン D の外部キンクモード ($N = M = 1$) であるが， S が大きくなる (電流が中心付近に集中する) と不安定領域の幅が広がり，成長

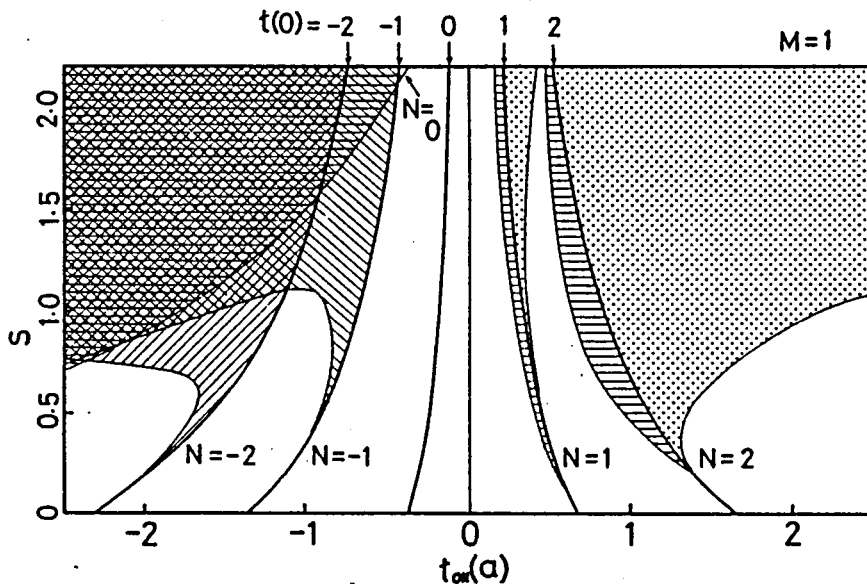


図 5.3 プラズマ電流分布による不安定領域の変化

電流分布は $j_{oh}(r) = j_0 \{1 - (r/a)^2\}^s$, s は電流分布を決める乗数。 $t_F(a) = 3.4$ (ヘリオトロン D に対応)。

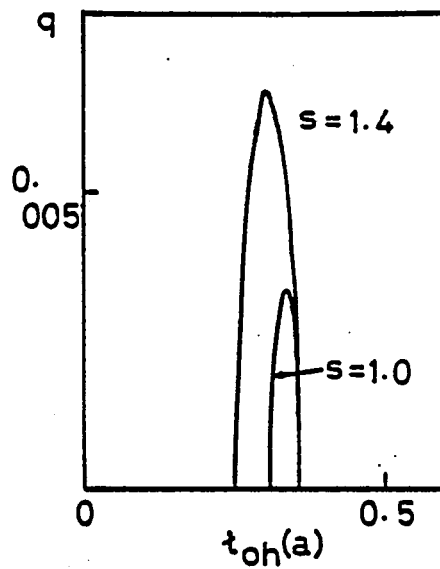


図 5.4 電流駆動キンクモードの不安定の成長率。 $q = -i\omega \tau_H$ は成長率。 s は電流分布を決める乗数。

率も大きくなることがわかる。これは、磁気シアの小さい中心部で、電流密度の勾配が大きくなるためである。図 5.5 に成長率の最大値と電流分布の関係を示す。 t_a は、成長率が最大 $t_{oh}(a)$ の値である。

図 5.6 に、不安定性の構造を示す。この不安定性は、共鳴面のない $N=M=1$ の外部キンクモードであるが、周辺部は大きな磁気シアと回転変換によって安定化され、中心付近に集中した内部モード的構造を持っている。また、 S が大きくなると空間的に広がる傾向を持つことがわかる。

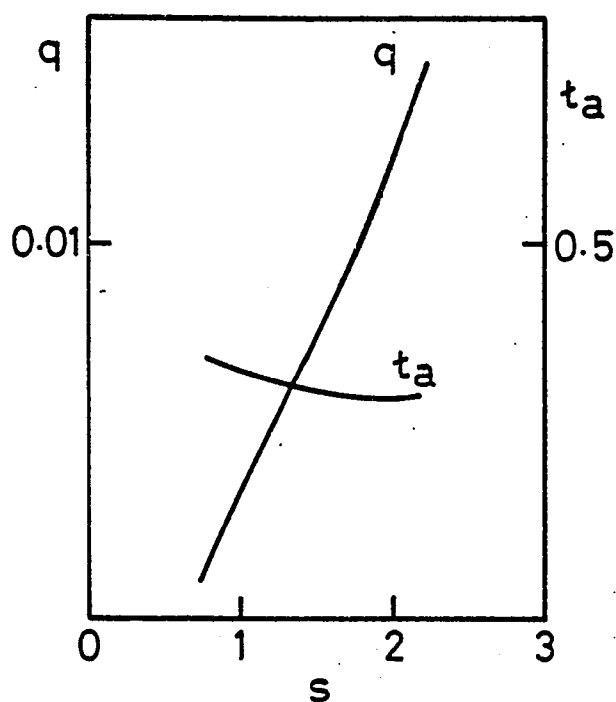


図 5.5 電流駆動キンクモード不安定の最大成長率 q 及び成長率が最大となる全回転変換 t_a の変化。 s は電流分布を決める乗数。

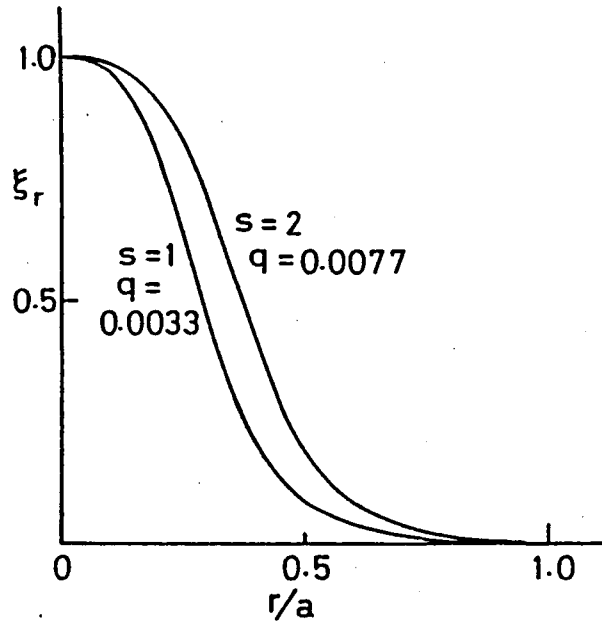


図 5.6 電流駆動キンクモード不安定の構造。s は電流分布を決める乗数。q はそれぞれの場合の成長率。 ξ_r は径方向の摂動。 $\iota_F(a)=3.4$, $\iota_F(0)=0.37$, $\iota_{oh}(0)=0.69$ 。

§ 5.5 結 論

ヘリオトロソ型磁場配位の電流駆動不安定性の特徴は、次の様にとめることができる。

- (1) stability window が存在する。
- (2) 不安定性の構造は内部モード的である。
- (3) 安定不安定を考える場合、プラズマ中心の回転変換 $\iota(0)$ が重要であり、 $\iota(0) \sim$ 整数で不安定になりやすい。
- (4) プラズマ電流分布が急峻になると危険である。

図 5.3 で示した stability window の存在は重要である。核融合装置でプラズマを閉じ込める時、できるだけ高温のプラズマを作るために、

できるだけ多くのエネルギーをプラズマに注入する必要があるが、ジュール加熱はその方法としてもっとも簡便である。しかし、プラズマ電流を流すことによって不安定になると、プラズマが壊れたりして閉じ込めが悪化し、エネルギーを注入しても温度は上がらないことになる。したがって、安定な領域でプラズマを閉じ込める必要があるが、stability windowがあると多くの電流が流せ、ジュール加熱を有効に用いることができる。ただし、stability windowまで電流を流すためには、 $\beta(0) \sim 1$ の不安定領域を通過する必要があり、そこをどのようにして抜けるかという問題がある。

ヘリオトロン配位のキンクモード不安定性は、外部キンクモードでありながら構造は内部モード的である。また、ティアリングモードも共鳴面付近に集中した内部モードである。したがって、ヘリオトロン配位ではプラズマ中心付近のみが不安定になり、周辺部はあまり変化しないので、external disruption も起こらないと考えられる。

ヘリオトロン配位では、プラズマ周辺部の回転変換が非常に大きく、少々プラズマ電流では回転変換の変化は少ない。主に、プラズマ中心部での変化率が大きく、不安定性はプラズマ中心の回転変換の大きさと密接に係わっている。このことは、図 5.3 から明らかなであり、実験的にも重要な問題である。実験的には、現在の測定技術でプラズマ中心の回転変換を測定することは難しく、プラズマ電流の値から類推しなければならない。その時には電流分布が重要であるが、電流分布も正確に測ることは難しく、適当に仮定する必要がある。電流分布はさらに、不安定性の構造とも直接係わっており、急峻な分布は不安定領域を広くし、成長率を大きくする。したがって、電流分布が平坦になるよう制御することが望ましい。回転変換、電流分布の測定と電流分布制御は今後の重要な課題である。

第6章 ヘリオトロンD及びE装置の不安定性実験

§ 6.1 序

磁場閉じ込め方式による核融合装置では、不安定性の性質や構造を明らかにし、不安定性の影響の少ないプラズマを作り、閉じ込め性能を上げることが重要な課題になっている。核融合装置に閉じ込められたプラズマの不安定性は、核融合研究の初期の頃から検討され、それに対する実験も多い。中でも、トカマク装置の電磁流体(MHD)不安定性は、それがプラズマの閉じ込め性能と深く係わる重要な問題であるために、多くの理論的研究や実験的検討がなされている。⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾トカマク装置では、安全係数 q が整数の時に起こるキンク不安定性が研究の初期の頃に問題にされていた。しかし現在では、プラズマ電流の立ち上げ方、流入ガスの調整、真空容器壁の洗浄等の対策によって、キンク不安定性の影響を最小にすることができるようになった。現在の研究の中心は、炉の設計に障害となる破壊的不安定性と、その原因となるティアリング不安定性に移っているが、その構造や原因も明らかになりつつある。⁽⁷⁾今後は、破壊的不安定性を回避する技術の開発に、研究の中心が移っていくものと考えられる。⁽⁴⁾⁽⁵⁾

一方、ヘリオトロン磁場配位における不安定性は、ヘリオトロンD装置で実験され、破壊的不安定は観測されていない。⁽⁶⁾⁽⁸⁾そのために、ヘリオトロン磁場配位に大電流を流すことができ、 $\beta_{oh}(a)$ が1以上のプラズマを作れるのであるが、そのようなプラズマ中にも弱い不安定性は観測されている。第5章では、ヘリオトロン磁場配位におけるMHD不安定性を理論的な立場から議論した。本章では、ヘリオトロンD装置及びヘリオトロンE装置の不安定性を実験的に詳しく調べ、理論解析の結果と

比較する。

§ 6.2 ヘリオトロン D 及び E 装置の単発型不安定性

ヘリオトロン D 装置でジュール加熱を行なった時の放電波形（ポロイダル磁場の時間微分 \dot{B}_θ —磁気プローブで測定，プラズマ電流 I_{oh} —ロゴスキーコイルで測定，平均電子密度 \bar{N}_e — μ 波干渉計で測定）の一例を図 6.1 に示す。 \dot{B}_θ の波形には，2 種類の不安定性が観測されている。1 つは，プラズマ電流の頂上付近（1.0～2.5 msec）で \dot{B}_θ が繰り返し変動する不安定性である。もう 1 つは，プラズマ電流の上昇（0.9 msec）及び下降時（3.8 msec）にパルスの \dot{B}_θ が変化する不安定である。この不安定は，真空磁場の作る回轉變換を増やす方向（additive 方向）

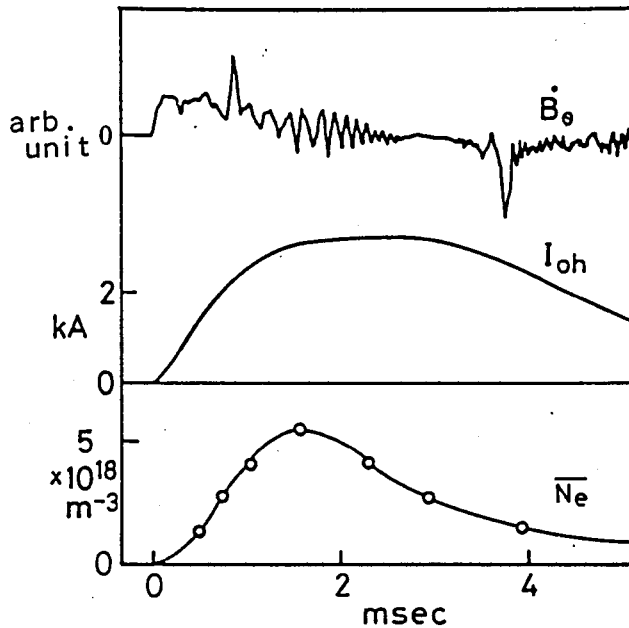


図 6.1 ヘリオトロン D における，磁気プローブ波形（ \dot{B}_θ ），プラズマ電流（ I_{oh} ）及び平均電子密度（ \bar{N}_e ）の時間変化

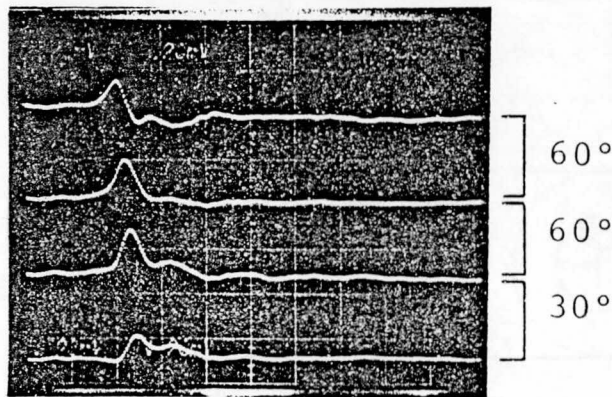
$\alpha^* = 0$, $\beta^* = -0.147$, $B_0 = 23 \text{ KG}$, プラズマ電流を真空磁場の回轉變換を増やす方向（additive 方向）に流した場合。

にプラズマ電流を流した時のみに発生し、その逆の subtractive 方向に電流を流した場合は発生しない（この不安定性を以下で単発型不安定性と呼ぶことにする）。

6. 2. 1 ヘリオトロン D 装置の単発型不安定性

ヘリオトロン D 装置に発生する単発型不安定性の性質を詳しく調べた。図 6.2 は、図 6.1 の放電において、プラズマ電流上昇時に 4 箇所の磁気プローブで測定された単発型不安定性のオシロスコープ写真である。図に示されている角度 60° 、 60° 、 30° は、各磁気プローブ位置がそれぞれポロイダル方向に 60° 、 60° 、 30° ずれていることを示している。ポロイダル磁場の時間微分に比例する磁気プローブの波形は、各々正弦波的な変化を示しているが、そのピークの時間が位置に応じて変化している。これは、以下のように考えられる。

不安定性が起きることにより、磁気面が不安定性のモードに応じて



50 $\mu\text{sec}/\text{div.}$

図 6.2 単発型不安定発生時の磁気プローブ波形のオシロスコープ写真角度は各プローブ間のポロイダル角度差。ヘリオトロン D

変形する。たとえば，図 6.3 に示すようにキンク不安定性では磁気軸が動き，ティアリング不安定性では磁気島ができる。このように磁気面が変形すると，磁気面上を流れるプラズマ電流の分布が変化し，プラズマ電流の作るポロイダル磁場も同じように変化する。ところが，プラズマは反磁性ドリフトや $E \times B$ ドリフトのために回転しており，不安定性によって変形したポロイダル磁場は，プラズマの回転と不安定性のモードに応じて時間変化し磁気プローブで測定される。図 6.2 の場合，不安定性のポロイダルモード数 $M = 1$ ，回転周波数は 23 kHz ，回転方向はイオンの反磁性ドリフト方向^{*)}

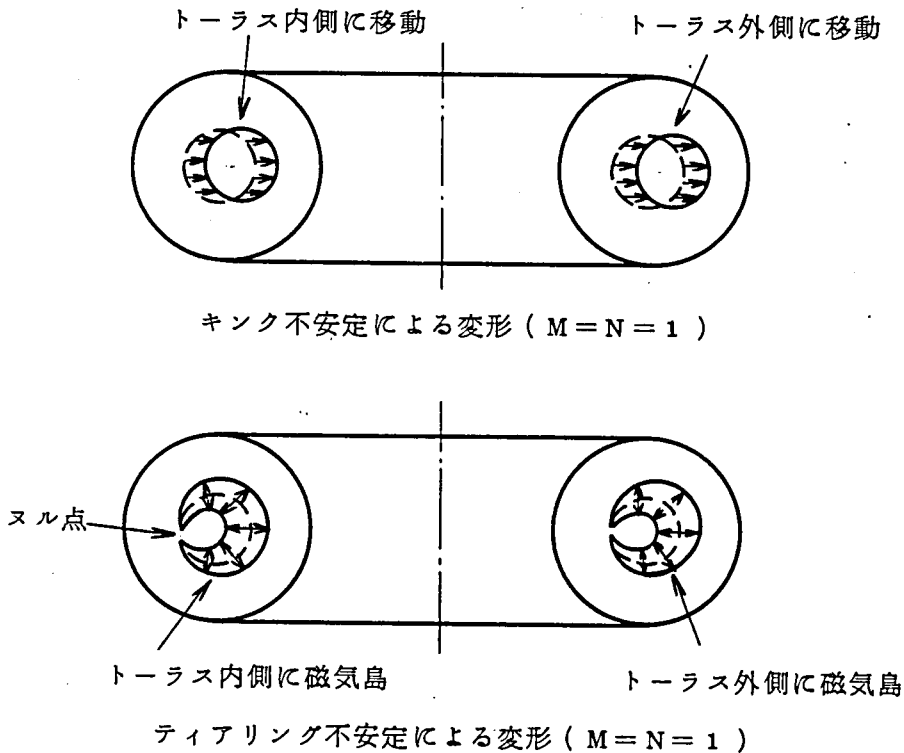


図 6.3 電磁流体不安定による磁気面変形の概略図

*) イオンの反磁性ドリフト方向の回転は，Prot Cleo Torsatron⁽¹⁾でも報告されている。

向である。また、他の同様の測定により、トロイダルモード数 $N = 1$ であることがわかった。

この単発型不安定性の発生がポロイダル磁場の変化として観測される時、電子密度やプラズマ光などのプラズマ内部の状態に起因する計測結果にも変化が見られる。図 6.4 は、その一例としてプラズ

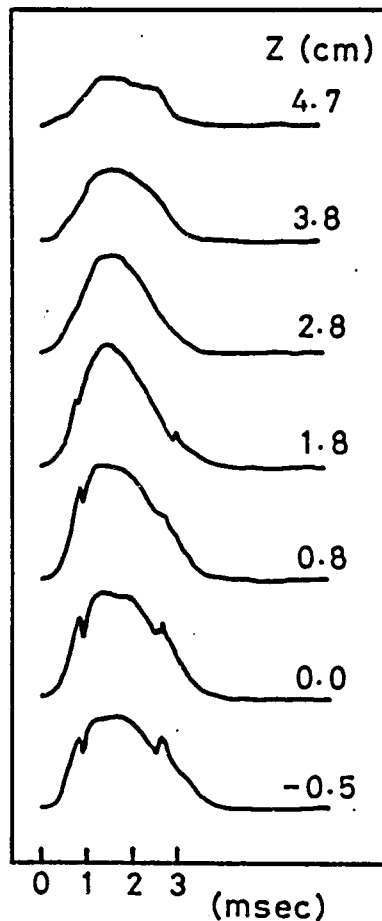


図 6.4 単発型不安定発生時のプラズマ光 ($\text{He II}, 4686\text{\AA}$) の空間時間変化。Z は赤道面からの距離。縦軸は任意単位。

$\alpha^* = -0.21$, $B_0 = 1.5 \text{ KG}$, ヘリオトロソ D。

マ光の時間及び空間変化を示したものである。 Z は測定位置の赤道面からの距離，プラズマ光は He II (4686 \AA) である。単発型不安定性と同期して光の強度に不連続な変化が見られるが，特にプラズマ中心に近い位置 ($Z = -0.5 \sim 0.8 \text{ m}$) での変化が激しく，プラズマ周辺部の変化は少ない。これは，不安定性がプラズマ中心付近に局存していることを示しており，理論解析によって得られたヘリオトロンプラズマのキンク不安定性の特徴とよく一致している。

図 6.5 は，単発型不安定性の発生する他の放電のオシロスコープ写真である。図は，上から磁気プローブ，プラズマ電流，軟X線，不純物光 C III (4647 \AA) である。放電開始後の 1.3 msec と 2.6 msec

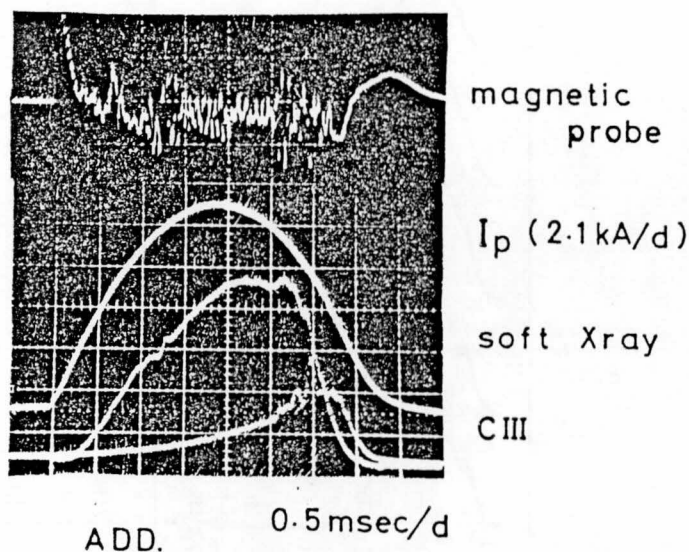


図 6.5 軟X線，磁気プローブ，プラズマ電流，プラズマ光 (C III , 4647 \AA) のオシロスコープ写真。磁気プローブ，軟X線，プラズマ光は任意単位。 $\alpha^* = 0.2$, $B_0 = 2.9 \text{ KG}$ ，ヘリオトロンド。

で単発型不安定性が見られるが，それぞれの場合に，軟X線の変化が不連続になっている。特に，プラズマ電流下降時の場合(2.6 msec)には，軟X線の減少(電子温度の下降を意味する)と不純物の増加が顕著である。これは，単発型不安定性によるプラズマ閉じ込め性能の劣化を示す現象である。また，軟X線の波形には，トカマクのような sawtooth 現象⁽¹²⁾はなく，ヘリオトロン配位では，内部破壊的不安定性(internal disruption)が起きていないことがわかる。

図 6.6 は；単発型不安定性が発生する条件を示したものである。横軸はトロイダル磁場 B_0 の大きさ，縦軸は単発型不安定性の発生するプラズマ電流値 I_c 。(プラズマ電流の上昇時)である。 I_c は B_0 に

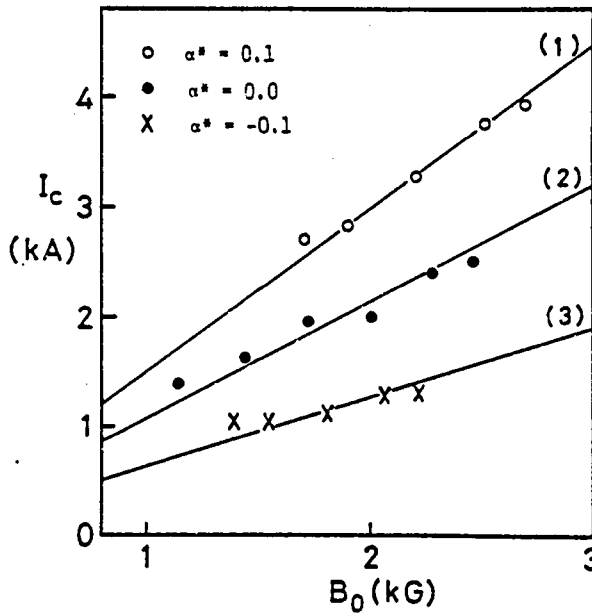


図 6.6 単発型不安定の発生するプラズマ電流値 (I_c) の磁場依存性。実線(1)は $\alpha^* = 0.1$, $t_F(0) = 0.32$, $t_{oh}(a) = 0.25$ の線，実線(2)は $\alpha^* = 0.0$, $t_F(0) = 0.38$, $t_{oh}(a) = 0.23$ の線，実線(3)は $\alpha^* = -0.1$, $t_F(0) = 0.48$, $t_{oh}(a) = 0.19$ の線。ヘリオトロン D。

比例して大きくなるが、その比例係数が α^* によって異なっている（ α^* が変化すると、ヘリカルコイルによる回転変換 ϵ_F とプラズマの大きさが変化する）。この図から、単発型不安定性がプラズマ電流の作る回転変換 $\epsilon_{oh} \propto I_c/B_0$ が一定の条件で発生する事、及び単発型不安定性の発生する ϵ_{oh} の値が α^* によって変化する事がわかる。この単発型不安定性のモードは、図 6.2 と同様の測定によって求めた結果、いずれも $M=N=1$ であることがわかった。 $M=N=1$ のモードは、理論的検討により、 $\epsilon(0) = \epsilon_F(0) + \epsilon_{oh}(0) = 1$ の近くで不安定になると考えられる。図 6.6 の直線(1)(2)(3)は、電流分布を(5.10)式として $S \sim 1.7$ とした場合の $\epsilon(0) = 1$ の線であり、実験結果と良く一致している。

6.2.2 ヘリオトロンE装置の単発型不安定性

ヘリオトロンE装置では、ガス圧、ループ電圧、 α^* 、 β^* 及び磁場強度の組み合わせによって、多くの放電パターンが得られる。その中から、単発型不安定性が顕著に見られる放電の例を図 6.7 に示す。各波形は、上からプラズマ電流(I_{oh})、不純物光(C III, 4647 Å), 硬X線(H.X), 磁気プローブ波形(M.P), ループ電圧(V_L), 平均電子密度(\bar{N}_e)である。磁気プローブは時定数500 μ secのRC積分器、ループ電圧は計算機による平滑化処理により、サイリスタチョップによる脈流成分を除去し、低周波成分のみを示している。この放電においては、時間60msecにおいて単発型不安定性が見られる。図 6.8 は、5箇所配置した磁気プローブの波形である。図 6.7 の磁気プローブ波形は、図 6.8 の(P 2 2 6 +)の波形を、図 6.7 の時間軸に合わせ描いたものである。図 6.8 は、時間850 msec ~ 860 msec の波形が単発型不安定性に対応する。ここでの特

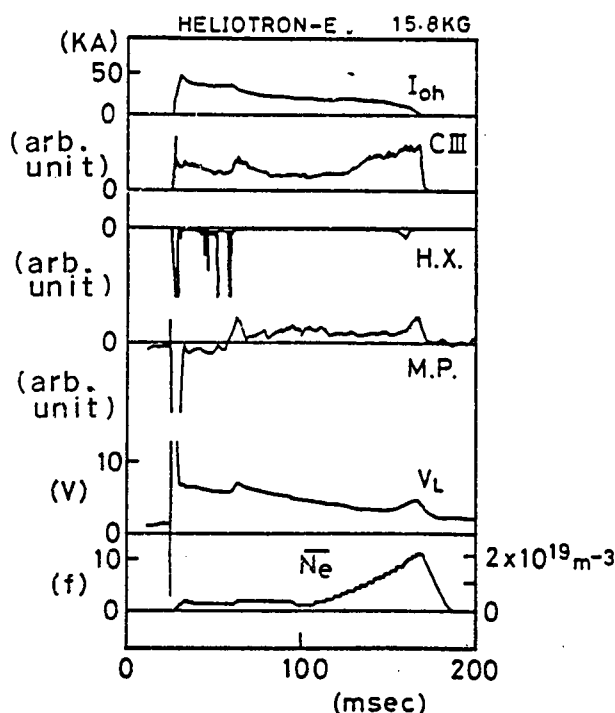


図 6.7 ヘリオトロン E における，単発型不安定発生時のプラズマパラメータ。 I_{oh} はプラズマ電流， $C III$ はプラズマ光， (4647 \AA) ， $H.X.$ は硬 X 線， $M.P.$ は磁気プローブ， V_L はループ電圧， \bar{N}_e は平均電子密度， (f) はフリンジ数。ショット No 2248， $\alpha^* = 0$ ， $B_0 = 15.8 \text{ KG}$ 。
60 msec において単発型不安定が発生している。

徴は，磁気プローブ $(p226+)$ と $(p226-)$ ， $(p226-)$ と $(p366-)$ の単発型不安定性の波形がその位相が反転していることである。図 2.17 で述べたように， $(p226+)$ と $(p226-)$ の磁気プローブは，その位置のポロイダル角が約 120° 異なり， $(p226-)$ と $(p366-)$ の磁気プローブは，その位置のポロイダル角が約 150° 異なる。従って，各磁気プローブ波形の位相の

SHOT NO. 2248 MODE: JOULE HEATING TIME 12: 6 DATE 30. 9. 26
 BH= 1.58 T, BT= 0.000 T, Az= 0.00, Bz=-0.185, HELIOTRON-E DATA PROCESSING

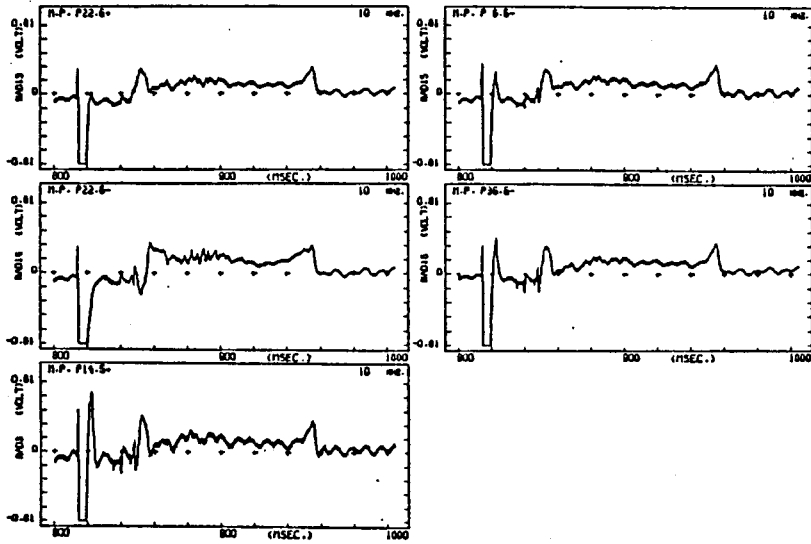


図 6. 8 単発型不安定発生時の磁気プローブ波形。ショット

$\alpha = 2.2, 4, 8$, $\alpha^* = 0$, $B_0 = 1.5.8 \text{ KG}$ 。図 6. 7 と同一の放電。

反転は、この単発型不安定性のモード数が $M = N = 1$ であることを示している。

このような単発型不安定性が発生した時のプラズマパラメータの変化を以下で述べる。図 6. 7 で示したように、ヘリオトロン E 装置で単発型不安定性が発生すると、プラズマ電流は急激に減少し、不純物光が増加し、硬 X 線が減少し、ループ電圧が急激に上昇する。不純物光の増加は、不安定性の発生によってプラズマの真空容器壁への拡散が増え、不純物を壁からたたき出していることを示している。また、プラズマ電流及びループ電圧の変化は、拡散の増加と不純物の流入により、電子温度が減少していることを示している。

硬X線の減少は詳しくわかっていないが，次のような現象を
考えることができる。放電を開始する時には，プラズマ電流を急速
に立ち上げるため，約150Vの電圧が印加される。この時には，プ
ラズマの密度がまだ上昇していないため，高電圧で加速された電子
は衝突を受け難い。そのため，加速された電子が逃走電子(rana-
way electron)となり，その一部が金属壁に衝突し硬X線を放射す
る。このような逃走電子は，他のプラズマ粒子との衝突時間が長い
ため，ほとんど減速されることなく，磁気面に閉じ込められる。とこ
ろが，不安定性によって磁気面が一時的に破壊されると，磁気面に
閉じ込められてプラズマ中を回っていた逃走電子のほとんどが，磁気
面から飛び出し，金属壁にあたって大量の硬X線を放射する。その
ため，プラズマ中の逃走電子の数が極端に減少し，硬X線も減少す
ると考えられる。電子密度は，ガス圧の制御によって大きく変化する
ため，必ずしも再現性が良いとは限らない。しかし，単発型不安
定性の起きる時点でのガス圧を，急激に高くするという制御を行な
わなければ，単発型不安定性が引き金となり，電子密度の減少が始
まることが多い。図6.9は，単発型不安定性によって電子密度が減
少する放電の例である。図6.9には，イオン温度の時間変化も示し
てある。図の矢印は，単発型不安定性の発生している時間であるが，
単発型不安定性の発生により，電子密度，イオン温度が減少を始め
る様子がわかる。

図6.10は，ヘリオトロンE装置で単発型不安定性の発生する条
件を示したものである。図6.10の上図に示した単発型不安定性の
発生するプラズマ電流値 I_p を磁場に対してプロットしたのが下図
である。ヘリオトロンD装置における単発型不安定性の発生条件

SHOT NO. 2270 MODE: JOULE HEATING TIME 15:16 DATE 80. 9.26
 BH= 1.58 T, BT= 0.000 T, AX= 0.00, BX=-0.185, HELIOTRON-E DATA PROCESSING

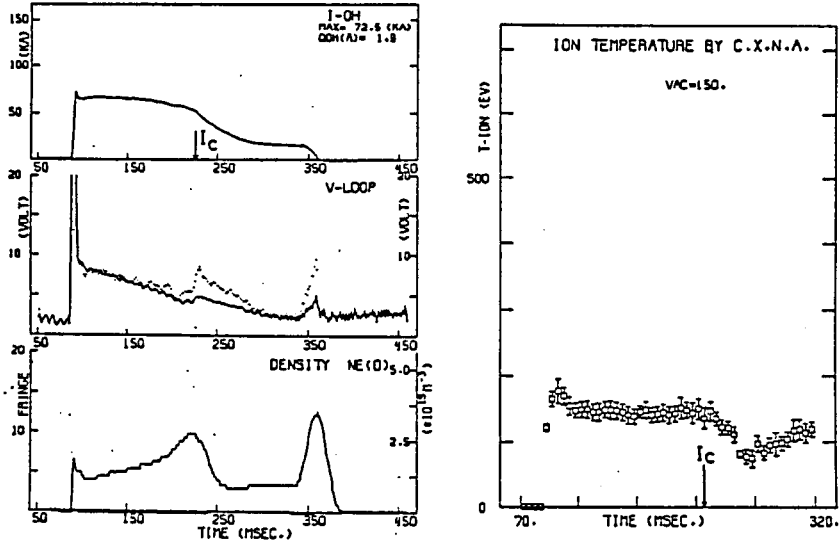


図 6.9 単発型不安定性によるイオン温度の時間変化およびプラズマ電流，ループ電圧，平均電子密度の時間変化。

I_c は単発型不安定の発生している時刻。ショット #

2270, $\alpha^* = 0$, $B_0 = 1.5.8 \text{ KG}$ 。

(図 6.6)と同様に, I_c は磁場 B_0 に比例している。実線は, プラズマ電流が 2 乗分布をしているとした時の, プラズマ中心の回転変換 $\epsilon(0) = 1$ の線である。なお, ヘリオトロン E 装置で単発型不安定性が発生するのは, プラズマ電流の下降時のみである。これは, ヘリオトロン E 装置はプラズマ電流上昇時に高電圧 ($\sim 150 \text{ V}$) を印加し, 立ち上げ時間を短くしているために, $\epsilon(0) \sim 1$ の時に不安定になっても十分成長するまでに $\epsilon(0) > 1$ の状態に移行してしまうため, プラズマは再び安定状態となって不安定性が観測されないも

SHOT NO. 1866 MODE: JOULE HEATING
 BH= 1.18 T, BT= 0.000 T, AX= 0.00, BX=-0.181

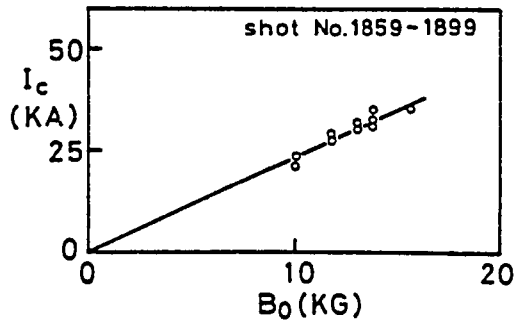
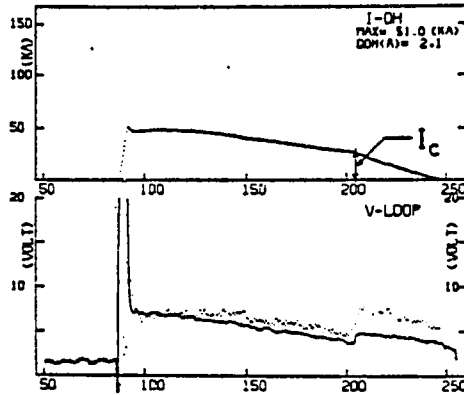
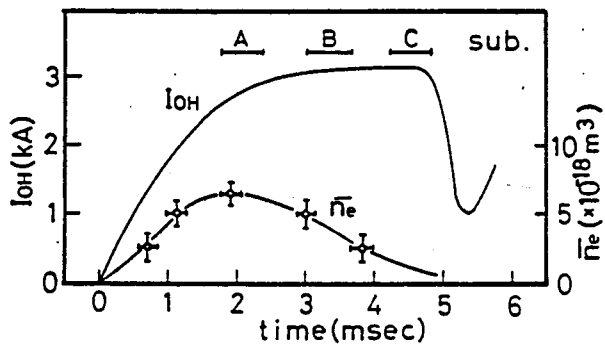
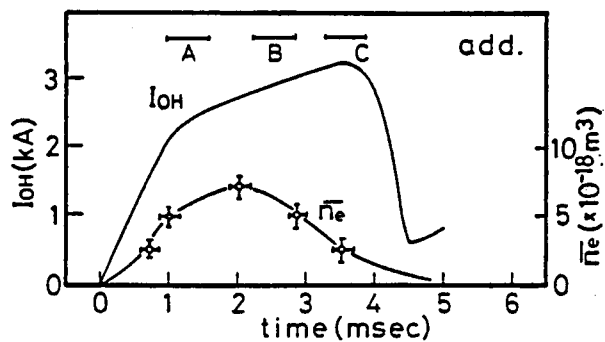


図 6.10 単発型不安定の発生するプラズマ電流値 (I_c) の
 磁場依存性。実線は $\alpha^*=0$, $\ell_F(0)=0.56$, $\ell_{oh}(a)=$
 0.22 の線。ヘリオトロン E

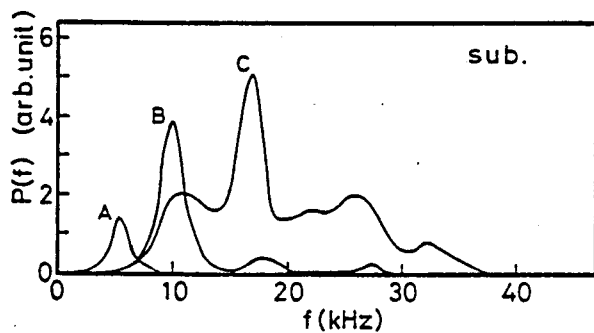
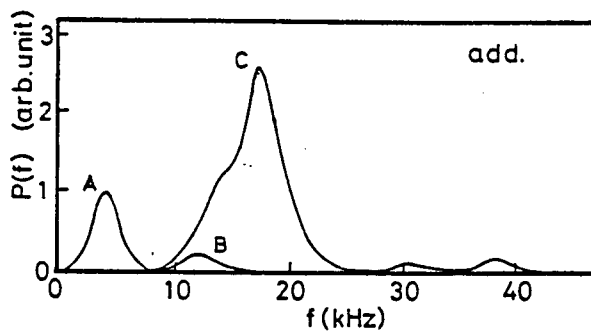
のと考えられる。

§ 6.3 不安定性のスペクトル解析

図 6.1 において、プラズマ電流の頂上付近で B_θ が繰返し変動する不安定性にスペクトル解析 (2.2.4 節参照) を適用し、その性質を調べた。図 6.1.1 に解析結果を示す。図 6.1.1(a) には、プラズマ電流 I_{OH} , 平均電子密度 \bar{n}_e の時間変化及び磁気プローブ信号のスペクト



⊗ 6. 11(a)



⊗ 6. 11 (b)

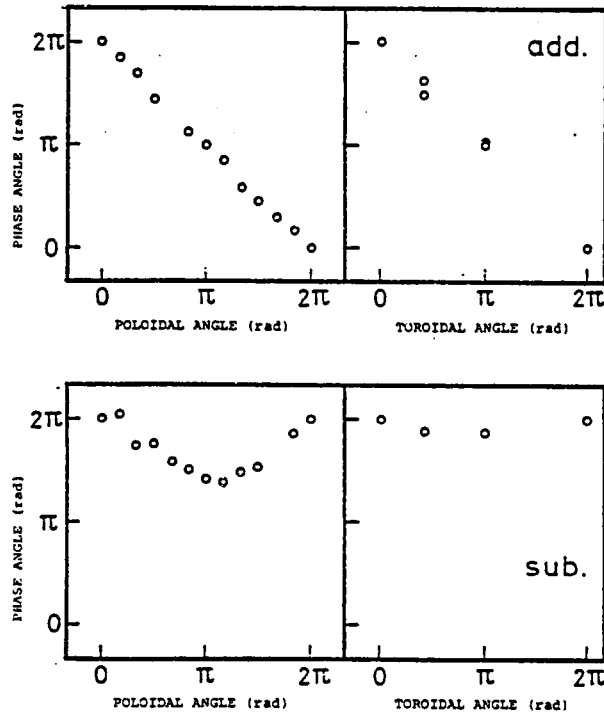


図 6. 11 (c)

図 6. 1 1 ヘリオトロン D におけるスペクトル解析による不安定性のモード及びプラズマの回転の測定結果。add は additive 方向，sub は subtractive 方向のプラズマ電流の場合。(a) プラズマ電流 (I_{oh}) 及び平均電子密度 (\bar{n}_e) の時間変化。A, B, C はスペクトル解析する時刻。(b) 時刻 A, B, C のパワースペクトル。(c) 時刻 A における位相空間変化。

ル分析をした時刻 A, B, C を示す。図 6. 11 (b) は、時刻 A, B, C でスペクトル解析によって得られたパワースペクトル，図 6. 11 (c) は、時刻 A におけるパワースペクトル最大の周波数について、位相を求めたものである。図 6. 11 (a)(b)(c) の上図は、プラズマ電流を additive 方向

に流した放電 (add. と略す) , 下図は subtractive 方向に流した放電 (sub. と略す) である。パワースペクトルは, 時間とともに周波数が上昇する傾向にあり, この傾向はプラズマ電流の方向によらない。位相変化は, プラズマ電流の方向で大きく異なっている。以下では不安定性によるプラズマパラメータ変化の特徴を述べ, 図 6.11(c) のような位相変化の現れる原因を考察する。

add. の特徴

add. の位相変化は, プラズマの回転によるものと考えられる。図 6.12 は, 静電プローブで測定したプラズマ電位の空間分布である。add. の電位分布は, プラズマ中心が正に帯電し, 外向き電場の発生を示している。このような電場により, プラズマは $E \times B$ の力を受け, イオンの反磁性ドリフト方向に回転する。磁気プローブで測定された不安定性の位相変化も, プラズマがイオンの反磁性ドリフト方向に回転することにより, $M = N = 1$ の不安定性が磁気プローブに観測されたことによると考えられる。また, プラズマパラメータについては, 6.2 節で述べた単発型不安定性を除き, ほとんど変化は見られない。

sub. の特徴

sub. の電位分布は, 図 6.12 のような平坦であり, 電場は発生していない。そのため, プラズマは回転せず, 磁気プローブで測定された不安定性の位相変化も, add. とは異なった特徴を示している。図 6.13 は, ヘリオトロン E 装置において subtractive 方向にプラズマ電流を流した放電の一例である。ヘリオトロン E 装置では, subtractive 方向のプラズマ電流を増加し, プラズマ電流の作る回転変換 $\omega_{oh}(a)$ が 0.3 ~ 0.4 以上になると不安定性が大きくなり, 図 6.13 に

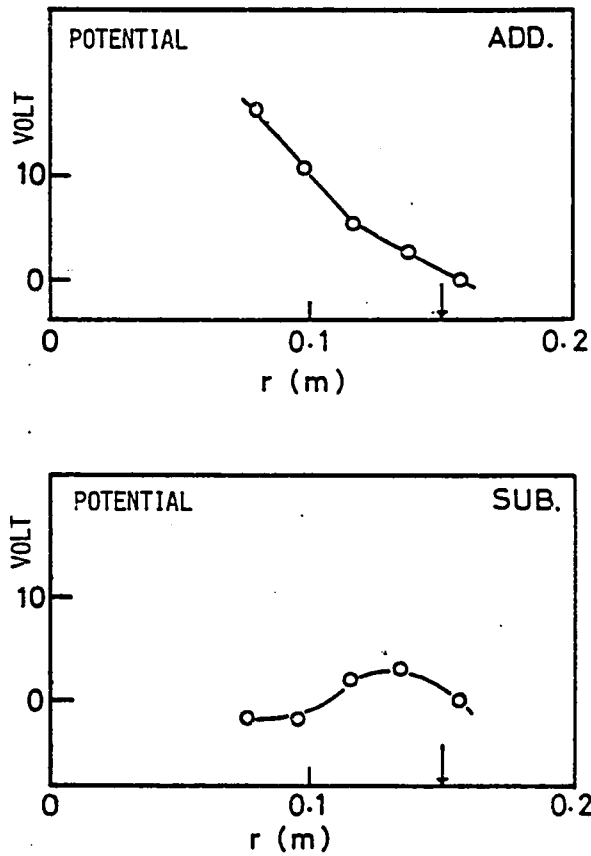


図 6.12 プラズマ電位の空間分布。矢印は最外殻磁気面。

$\alpha^* = 0$, $B_0 = 2.5 \text{ KG}$, $t_{oh}(a) = 0.5$ 。ヘリオトロンド。

示すようなスパイク状の変化が、プラズマ電流、ループ電圧、磁気プローブ等に連続的に現れる。また、図 6.13 からわかるように、磁気プローブに現れる信号は、全て同方向の変化を示しており、図 6.11 (c) の下図に示した、ヘリオトロンド装置の不安定性と同様の性質を持っていることがわかる。

図 6.14 は、sub. の場合のプラズマパラメータの変化を示したものである。上図は、プラズマ電流、ループ電圧、平均電子密度、磁気プローブ、ボロメータで測定した放射損失、不純物光 C III (4647 \AA)

SHOT NO. 5240 MODE: H2 JOULE HEATING TIME 15:39 DATE S1. 1.20
BH= 1.42 T, BT= 0.000 T, AZ= 0.00, ZX=-0.185, HELIOTRON-E DATA PROCESSING

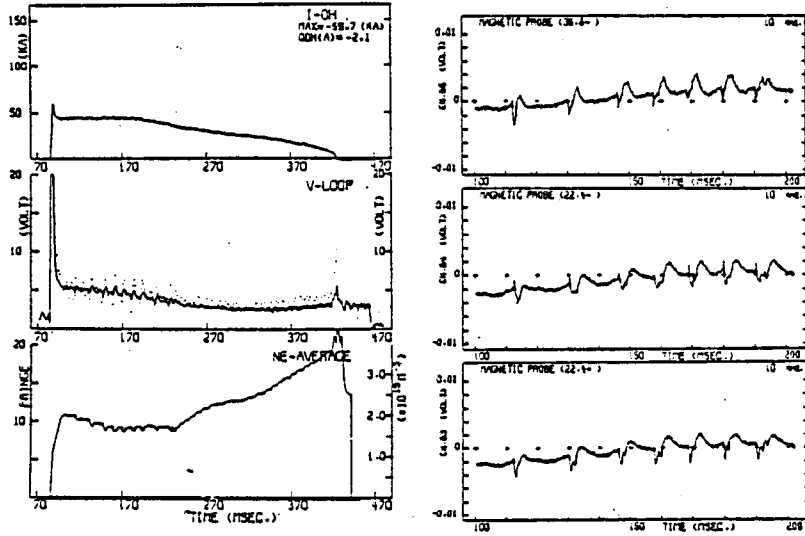


図 6.13 subtractive 方向電流の場合の放電特性。プラズマ電流 (I-CH), ループ電圧 (V-LOOP), 平均電子密度 (NE-AVERAGE) 及び磁気プローブ (MAGNETIC, PROBE) の時間変化。

ショット No 5240, $\alpha^* = 0$, $B_0 = 1.42$ KG。ヘリオトロン E。

である。左下図は, NPA で測定した荷電交換高速中性粒子, 右下図はイオン温度である。sub. の場合には, 不安定になり, ループ電圧にスパイク状の変化が現われると, それと同期した不純物の流入, 放射損失の増加及びイオン温度の減少が観測され, 不安定性によってプラズマの拡散が増え, 金属壁から不純物をたたき出しプラズマを冷却していると考えられる。また, 不安定性信号と同期して, 高速中性粒子束が増加しているが, 特に低エネルギー (400 eV) で顕著である。高速中性粒子束の量は, プラズマ中の中性粒子密度と電子密度に比例

SHOT NO. 3759 MODE: H2JOULE HEATING EXP. TIME 18:24 DATE 80.12.24
BH= 1.80 T, BT= 0.084 T, AZ= 0.95 , BX=-0.185 , HELIOTRON-E DATA PROCESSING

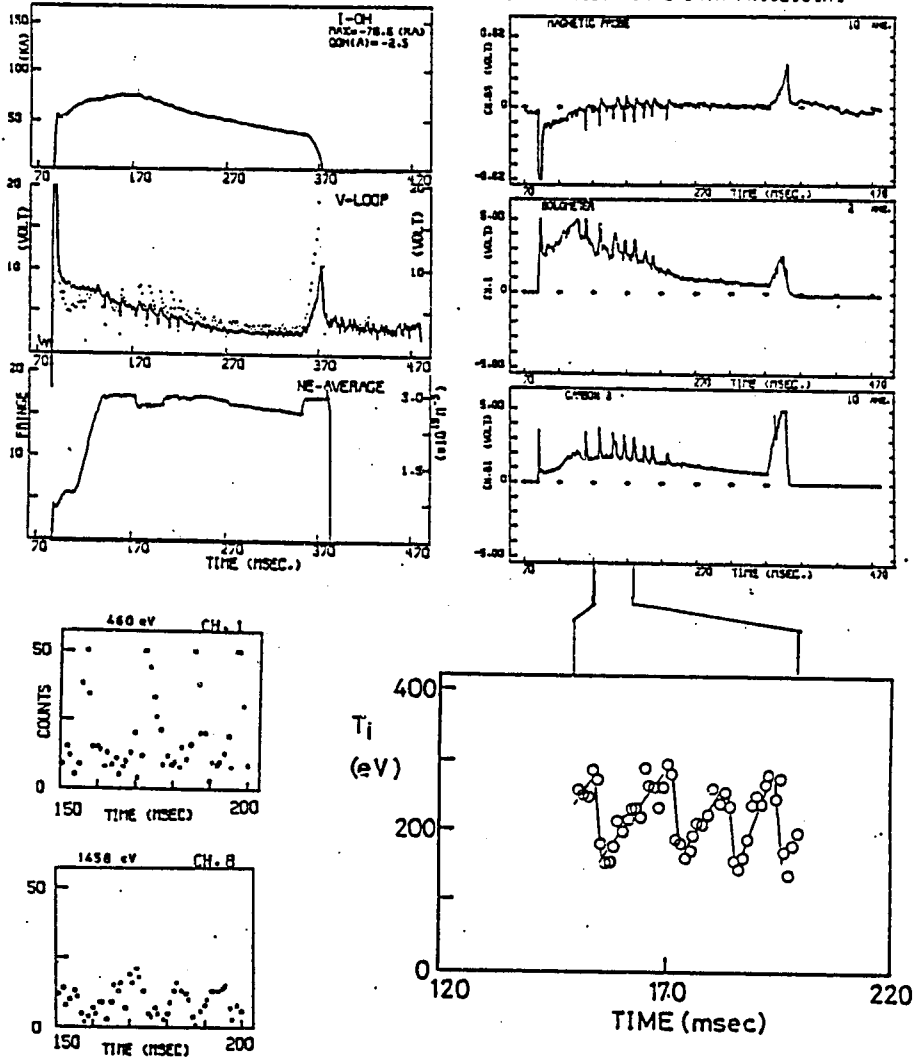


図 6.14 subtractive 方向電流の場合の放電特性。プラズマ電流 (I-OH) , ループ電圧 (V-LOOP) , 平均電子密度 (NE-AVERAGE) , 磁気プローブ (MAGNETIC PROBE) , 放射損失 (BOLOMETER) , プラズマ光 C Ⅲ (CARBON3) , 中性粒子束 (左下図, 中性粒子数 / msec) 及びイオン温度 (Ti) の時間変化。
ショット №3759 , $\alpha^* = 0.05$, $B_0 = 18 \text{ KG}$ 。

する(3.3.4節)。ところが、6.14上図より電子密度の変化は少なく、中性粒子密度が急激に増加していると考えられる。これは、拡散の増加によって金属壁に吸着していた中性ガスがたたき出され、プラズマ中に流入したためであると考えられる。

以上のことから、sub.の場合のある電流値以上で顕著に磁気プローブに現れる連続的な不安定性波形は、次のように説明できる。ある平衡状態で不安定性が発生すると、磁気面の変形が成長する。そして変形がある程度以上になると平衡が局所的に壊れ、拡散が急激に増加する。しかし、ヘリカルコイルの作る大きな回転変換により外側の磁気面の平衡は確保されており、プラズマ全体が壊れることはない。そのため、分布の異なる他の平衡状態に落ちつくが、その平衡状態でも不安定性が成長する。同様のことが繰り返され、磁気プローブに連続的な信号として観測されることが考えられる。

§ 6.4 不安定性のプラズマ電流依存性

ヘリオトロンD装置において、磁気プローブ信号のパワースペクトルのプラズマ電流依存性を調べた。その結果を、図6.15に示す。横軸は、プラズマ電流を回転変換の形で表示したものであり、正がadd. 負がsub.の場合に対応する。図6.15の上図は、理論解析で得られた不安定図式であり、縦軸のSはプラズマ電流の分布係数(第5.3節、5.10式参照)である。下図の縦軸は、プラズマ電流の頂上付近で観測された不安定性のパワースペクトル($\dot{B}_\theta/B_{\varphi 0}$ で表示)である。図6.15からも分かるように、不安定性の信号はプラズマ電流によって大きさが変化するが、その変化のしかたがadd.とsub.で大きく異なっている。add.の場合は、プラズマ電流をゼロから増やすと $\dot{B}_\theta/B_{\varphi 0}$ は大きくなり、 $\epsilon_{oh}(a) = 0.4 \sim 0.5$ 付近で極大となる。さ

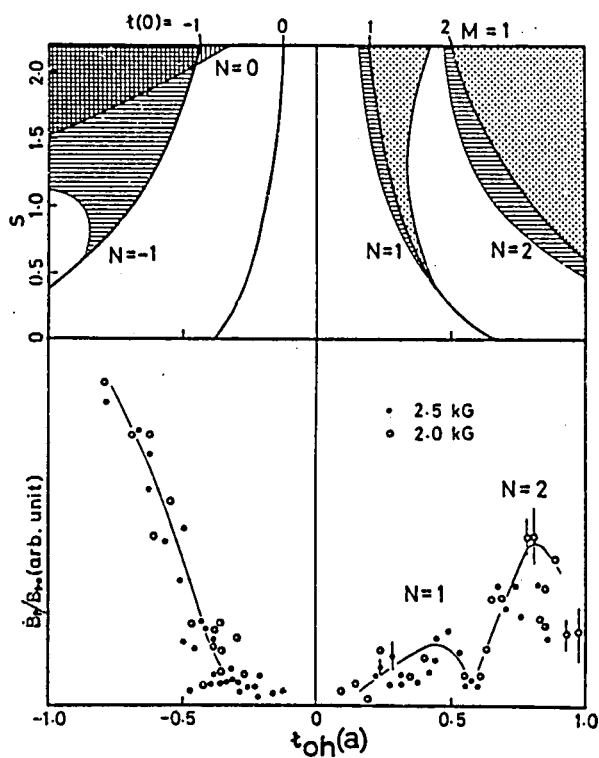


図 6.15 ヘリオトロン D における電磁流体不安定のプラズマ電流依存性。上図：安定性図式（図 5.3 と同様）。点々はキンクモードの不安定領域，実線はティアリングモードの不安定領域。M はポロイダルモード数，N はトロイダルモード数，S はプラズマ電流分布（5.10 式）を決める乗数。下図：磁気プローブによる不安定信号の振幅（トロイダル磁場 $B_{\phi 0}$ で規格化）。

らにプラズマ電流を増やすと $\dot{B}_\theta / B_{\varphi 0}$ は小さくなり, $\epsilon_{oh}(a) = 0.6$ 付近で極小となり, さらにプラズマ電流を増やすと $\dot{B}_\theta / B_{\varphi 0}$ が大きくなる。これは, $\epsilon_{oh}(a) = 0.6$ 付近に安定な領域が存在することを示している。sub. の場合は, プラズマ電流に対して $\dot{B}_\theta / B_{\varphi 0}$ が単調増加し, その大きさは add. より大きくなる。

不安定性のモードは, スペクトル解析の位相差より求め, $\dot{B}_\theta / B_{\varphi 0}$ が極大になる $\epsilon_{oh}(a) = 0.4 \sim 0.5$ 付近で $M = N = 1$, $\epsilon_{oh}(a) \simeq 0.8$ 付近では $M = 1$, $N = 2$ であった。これらの特徴は, 理論解析による安定性図式と良く一致している。sub. のモードは, 6.3 節で述べたように明らかにできなかった。ただし, 図 6.11(c) のようにトロイダル方向の位相変化はゆるやかであり, トロイダル方向の位相変化はほとんどないことから考えると, $M = 1$ または 0 , $N = 0$ の不安定性である可能性が強い。

§ 6.5 ヘリオトロン D の放電特性と不安定性の関係

ヘリオトロン D のジュール加熱プラズマでは, add. より sub. の場合のほうが $\dot{B}_\theta / B_{\varphi 0}$ の振幅が, プラズマ電流が大の領域で大きくなる (図 6.15)。従って, MHD 不安定性が閉じ込め性能を決める主要な要因であるとすれば, add. のほうが高性能のプラズマができるはずである。しかし実際には, 空間分布などの内部状態の違いを除けば, 生成されるプラズマがプラズマ電流の向きによって大きく異なるというようなことはない。すなわち, この種の MHD 不安定性が閉じ込め性能の主要な要因ではなく, 他の要因, たとえば静電的不安定性などが主要な役割を持っていると考えられる。一例として, 充填ガス圧に対する到達最高電子密度, プラズマ電流, 軟 X 線強度の依存性を図 6.16 に示す (充填ガス圧以外の条件は全て一定)。これらは, プラズマの巨視的

な状態を表わすもので，add. と sub. の間で顕著な差を見付けることはできないが，どちらかというとも sub. のほうが良いプラズマ（密度が高く，プラズマ電流が大）が生成できている。MHD 不安定が閉じ込めを決める主要な要因であれば，add. のほうが良いプラズマができるはずであるから，図 6.16 は MHD 不安定性が閉じ込め性能を決めている要因でないことを示している。

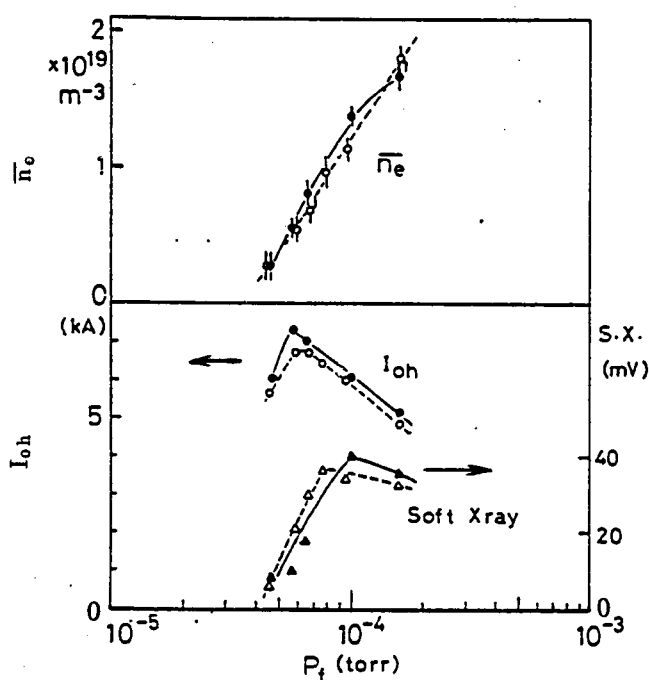


図 6.16 プラズマ電流の方向による放電特性の比較。

白丸；additive 電流の場合。黒丸；subtractive 電流の場合。 \bar{n}_e は最大平均電子密度， I_{oh} は最大プラズマ電流，Soft Xray は最大軟 X 線強度である。 P_f は充填圧力。 $\alpha^* = 0$ ， $B_0 = 2.2 \text{ KG}$ ，ジュール加熱用コンデンサーバンク充電電圧は 3 kV。

§ 6.6 結 論

本章では、ヘリオトロン磁場配位における電磁流体的不安定性を、ヘリオトロンD装置及びヘリオトロンE装置を用いて調べた。その結果、次のことがわかった。

- (1) ヘリオトロン磁場配位における不安定性は、① additive方向にプラズマ電流を流す場合の、プラズマ電流上昇時及び下降時にパルスの発生する“単発型不安定性”，② additive方向にプラズマ電流を流す場合の、プラズマ電流の頂上付近で発生する“連続的不安定性”，③ subtractive方向にプラズマ電流を流す場合の“連続的不安定性”の3種類に分類できる。
- (2) “単発型不安定性”は、プラズマ中心の回転変換が1の時に発生し、モード数は $M=N=1$ である。この不安定性は、プラズマ中心付近が大きく変化する、内部モード的性質を持っており、理論解析によるキック不安定性の特徴と一致する。この不安定性は拡散の増加等によってプラズマ全体に影響し、不純物の増加、プラズマの冷却等を引き起こしている。
の増加等によってプラズマ全体に影響し、不純物の増加、プラズマの冷却等を引き起こしている。
- (3) additive方向の“連続的不安定性”は、 $t_{oh}(a) = 0.4 \sim 0.5$ で $M=N=1$ ， $t_{oh}(a) \geq 0.6$ で $M=1$ ， $N=2$ のモードを検出した。この不安定性はプラズマに対する影響が少なく、プラズマパラメータはほとんど変化しない。
- (4) subtractive方向の“連続不安定性”は $t_{oh} \cong 0.3 \sim 0.4$ 以上で発生し、 $N=0$ ， $M=1$ または0である可能性が強い。この不安定性は拡散の増加等によってプラズマ全体に影響し、不純物の増加、プラズマの冷

却等を引きおこしている。

- (5) additive 方向の場合，プラズマ中に外向き電場が発生し，プラズマは $E \times B$ 力によって回転している。しかし，subtractive の場合に電場は発生せず，プラズマは回転していない。
- (6) 不安定性のプラズマ電流依存性は，理論解析の安定性図式と一致し，ヘリオトロン D 装置では，additive の場合の $\epsilon_{oh}(a) \sim 0.6$ 付近に安定な領域が存在する。
- (7) ヘリオトロン D 装置のプラズマ閉じ込め性能は，電磁流体不安定性に依存していない。
- (8) ヘリオトロン D 装置では，内部破壊的不安定性 (internal disruption) は発生していない。

第 7 章 結 言

本研究は、ヘリオトロン型核融合実験装置に閉じ込められたプラズマの電磁流体力学的性質を、ヘリオトロン D 装置および E 装置における実験と数値計算によって明らかにした。得られた結果を総合すると以下のとおりである。

全体の内容は、大きく 2 つに分けられる。プラズマの平衡に関する章（第 3 章，第 4 章）とプラズマの不安定性に関する章（第 5 章，第 6 章）である。

第 3 章に於いては、ヘリカルヘリオトロン真空磁場の解析と、平衡の解析を行なった。真空磁場の研究は、本研究以前にも多くの仕事が行なわれており、それらと重複する点も多い。直線ヘリオトロン磁場の性質は、宇尾によって級数展開の手法で解析されている（2.10～2.12 式）。本研究では、ステラレータ展開法による平衡解析への応用を考え、変形ベッセル関数を用いて表現した。変形ベッセル関数を級数で展開すれば、宇尾の解析解と等しくなる。

直線ヘリオトロン磁場の性質をステラレータ展開法による平衡解析に取り入れ、ヘリオトロンの平衡を解析した。この方法は、ヘリカルコイルの効果を磁気面上での平均値としてとらえ、2 次元の問題として解析する方法である。まず最初に、プラズマ圧力がゼロの解析をし、ビオサバール則によるトロイダルヘリオトロンの真空磁場と比較した。回転変換の大きさ、垂直磁場による磁気面の変位は、ビオサバール法と良く一致した。ステラレータ法をヘリオトロン配位に適用する妥当性も検討し、矛盾のないことを確認した。その次に、プラズマ電流の影響を検討した。プラズマ電流を流すと磁気軸が変位するが、回転変換の大きい周辺領域の磁気面はほとんど動かないことがわかった。このことは、回転変換が大きいヘリオトロン配位の特徴であり、垂直磁場のフィードバック制御をしなくてもプラズマを安定に保持できる理由のひとつであると思う。最後にプラズマ圧力の影響を検討し、ヘリオトロン配位のベータ限界を求めた。

プラズマ電流がない場合，ベータ限界がヘリオトロンE装置の中心で13%であることがわかった。この値は，アスペクト比が約10と大きい装置としては，非常に大きい値である。例えば，トカマク配位でアスペクト比10の装置を作ると，ベータ限界は約2%になる。

第4章では，プラズマ位置の変化を実験的に調べ，第3章で得られた結果と比較検討した。ヘリオトロン装置でプラズマ位置を測定する場合，プラズマ電流が流れている時の磁場を正確に計算できないので，トカマクで用いられている方法をそのまま使うことができなかった。そこで，アナログ回路によるプラズマ電流の作る磁場抽出法を考案し，実験に用いた。測定誤差が約2 cm程度と，精度として不十分な測定法ではあるが，定性的な検討に用いるのに支障はないと思う。また，測定回路の雑音対策を十分にすれば，測定精度を上げることが可能な方法であるので，ヘリオトロン配位における代表的プラズマ位置測定法になりうると思う。

測定によって，プラズマ位置が垂直磁場で変化することを確認し，理論的予想が正しいことを示した。ただし，ヘリオトロンD装置のプラズマは，トーラスの外の方で発生し，時間とともに内向きに移動するという，トカマクと異なる現象も発見した。

第5章では，ヘリオトロンにおける不安定性を解析し，ヘリオトロンの不安定図式，不安定性の構造と成長率を求めた。ヘリオトロン配位では，プラズマ電流の向きによって流体力学的性質が変化するので，両方向のプラズマ電流に対して解析した。これらの解析は，ヘリオトロンD装置のパラメータを用いて行なったが，磁場配位の特徴は他のヘリオトロン型装置でも同じなので，同様の不安定性が発生する。ヘリオトロンの不安定性の特徴は，プラズマ中心付近の回転変換が1や2などの整数に近い時に，不安定になりやすいということである。トカマクでは，プラズマ境界付近の回転変換が整数に近くなると不安定

になるが、ヘリオトロンの場合は安定である。また、ヘリオトロンの不安定性は、プラズマ中心部分のみが不安定になる内部モードであると言える。プラズマ境界付近は、大きな回転変換と磁気シアアの安定化効果が作用し、不安定になることは少ない。この性質のために、ヘリオトロンでは、external disruption が起きないのだと考えられる。

第6章では、ヘリオトロン装置の不安定性を実験的に詳しく調べ、第5章の結果と比較した。磁気プローブ信号をスペクトル解析し、不安定性のモードや回転に関する情報を得ることに成功した。additive 電流の場合、トロイダルモード数が1、トロイダルモード数が1および2のモードが不安定になっており、理論解析と良く一致している。また、プラズマは $E \times B$ ドリフトによって、イオンの反磁性ドリフト方向に回転していることを確認した。さらに、不安定性がプラズマ中心付近のみで生じており、理論解析の予想が正しいことを確認できた。また、stability window が存在し、高プラズマ電流の安定なプラズマが得られることがわかった。高電流で安定なプラズマが得られれば、プラズマの加熱にジュール加熱法を有効に利用でき、stability window の存在する意義は大きいと考えられる。

subtractive 方向にプラズマ電流を流した場合には、理論で説明しきれない現象が観測された。モードは、0, 1, 2といった低次のモードであると考えられるが、プラズマの回転等が複雑で、正確にモードを同定できなかった。この複雑さは、回転変換がゼロの磁気面が存在すること、プラズマ電位が平坦でプラズマの回転が起こりにくいこと、が原因であると考えられるが、詳細は不明である。ただし、不安定性信号の振幅がadditive 方向の場合より数倍大きく不安定性に関しては不利であると考えられる。

以上の考察より、今後ヘリオトロン装置でジュール加熱を行なう場合、以下に示すことに注意すべきであると考えられる。

- (1) 高プラズマ電流のプラズマを閉じ込める場合， subtractive 方向より additive 方向にプラズマ電流を流すべきである。

定常状態では， add.のほうが不安定性も小さく，不純物の流入等も少ない。また，プラズマの閉じ込め時間に係わる輸送現象に対しても，回転変換が大きくなるだけ add.のほうが有利である。sub.にすると，磁気シアが増えるという長所があり，ドリフト不安定性等に関して有利であるが，ヘリオトロンの磁場配位は真空磁気面でも十分大きな磁気シアを持っているので，プラズマ電流の作る磁気シアに期待する必要はないと考える。また，第3章及び第4章で述べたように，sub.では回転変換がゼロの磁気面ができる可能性があり，トロイダル平衡に関して問題が残る。

- (2) 低プラズマ電流のプラズマを閉じ込める場合，プラズマ中心の回転変換 $\epsilon(0)$ が整数にならないようにプラズマ電流値を制御すべきである。

additive 方向のプラズマ電流では $\epsilon(0) = 1$ ， subtractive 方向の場合は $\epsilon(0) = 0$ が不安定性の発生する条件であるので， $0 < \epsilon(0) < 1$ の条件で実験すれば，不安定性の影響を受け難い。

- (3) ジュール加熱を有効に使いたい時は，プラズマ電流をできるだけ早く立ち上げ， $\epsilon(0) \sim 1$ の状態を速やかに乗り越えるべきである。 $\epsilon(0) > 1$ になれば， $M = N = 1$ のモードは安定化され， $\epsilon(0) < 2$ であれば $M = 1$ ， $N = 2$ のモードも不安定にならない。従って， $\epsilon(0) = 1.5$ 程度がもっとも効率のよいジュール加熱が行なえる条件である。ただし，プラズマ電流を一定に保っても，電流分布の変化等のために $\epsilon(0) = 1$ または 2 となる可能性があるので，電流分布の変化を考慮してプラズマ電流を制御する必要がある。

- (4) ヘリオトロンの不安定性はプラズマ電流の分布が急峻になるほど不安定に成り易い。そのため，プラズマ周辺部の温度を急激に下げるような大量のガスパフは行なわないほうが良い。また，プラズマ中心部のみを急速に加熱す

るような追加熱も，プラズマを不安定にする可能性がある。

- (5) ヘリオトロン磁場においても，追加熱等によってベータ値が上昇すればプラズマはトーラスの外側に移動する。そのため，高ベータのプラズマを閉じ込めるためには，垂直磁場によるプラズマ位置の制御が必要である。そのために，プラズマ位置の測定が必要であるが，本論文第4章の測定原理を使えばよい。うまく制御すれば，ヘリオトロンE装置でベータ値10%以上のプラズマを実現できると考えられる。
- (6) ヘリオトロン磁場配位では，トカマクのような破壊的不安定性 (external 及び internal disruption) は発生しない。しかし，破壊的不安定性のようにプラズマが壊れることはなくとも， $\iota(0)=0$ ， $\iota(0)=1$ の不安定性時に不純物の流入等が顕著であるので，そのような状態で実験をしないほうが良い。ただし，真空容器壁の洗浄のためにできるだけ多くの不純物を壁からたたき出したい時は， $\iota(0)=1$ または $\iota(0)=0$ の状態で実験をするのも，放電洗浄の効果を高める方法である。

本研究によって，ヘリオトロン磁場の，プラズマの流体力学的性質の多くが明らかになった。本研究がヘリオトロン型核融合炉の実現に貢献することを期待し，本論文の最後とする。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり，終始御指導を頂き，修士，博士課程を通じて筆者を暖かく見守って頂いた，京都大学ヘリオトロン核融合研究センター宇尾光治センター長ならびに飯吉厚夫教授に対し，心から感謝の意を表します。

また，本研究の理論的検討を進めるにあたり，若谷誠宏助教授の多大の御助力を得た。ここに厚く感謝いたします。

実験を進める上で，本島修助教授の多大の御助力を得た。ここに厚く感謝いたします。

また，上記以外の京都大学ヘリオトロン核融合研究センターの皆様にも，実験の準備や討論を通じ，終始激励，御助力を受けた。本研究は，以上のように多くの方々の御指導，御助力，御協力があって初めて為し得たものである。ここに改めて深く感謝いたします。

参 考 文 献

第 1 章

- (1) 別冊サイエンス「特集エネルギー新資源の探求」(1974) p102
日本経済新聞社
- (2) 米国核融合・MHD研究施設視察団報告書 経済資料 4343 (1980)
- (3) 内田 19回プラズマ若手グループ夏の学校テキスト, 志賀高
原 (1980) p171
- (4) 関口, 一丸 「プラズマ物性工学」 オーム社
- (5) J.D. Lawson Proc. Phys. Soc. B70 (1957) p6
- (6) 宮本 「核融合のためのプラズマ物理」 岩波書店
- (7) 伏見康治編 「プラズマ核融合」 共立出版
- (8) 西原 16回プラズマ若手グループ夏の学校テキスト, 志賀高
原 (1977) p203
- (9) 中井 15回プラズマ若手グループ夏の学校テキスト, 筑波
(1976) p297
- (10) V.D. Shivukhin Review of Plasma Phys. 5 p497
(ed. by M.A. Leontovich)
Consultant Bureau New York (1970)
- (11) C. Gormezano Nucl. Fusion 18 (1979) p1085
- (12) 核融合炉作業委員会報告 (1980) 名大プラ研
- (13) N.A. Uckan et al. Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck 3 (1978)
p343 IAEA-CN-37/I-3
- (14) 飯吉 物理学会誌 35 (1980) p583
- (15) H.N. Bussac et al. Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck 3 (1978)
p249 IAEA-CN-37/x-1

- (16) T. Ohkawa et al. proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk 1 (1968)
p329 IAEA-CN-24/C-2
- (17) S. Yoshikawa et al. Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk 1 (1968)
p403 IAEA-CN-24/C-7
- (18) L. A. Artsimovich et al. Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk 1 (1968)
p157 IAEA-CN-24/B-1
- (19) L. A. Artsimovich Nucl. Fusion 12 (1972) p215
- (20) H. Eubank et al. Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck 1 (1978)
p167 IAEA-CN-37/C-3
- (21) A. Gondhalekar et al Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck 1 (1978)
p199 IAEA-CN-37/C-4
- (22) R. Goldston et al. PPPL-1733 (1980) Princeton University
- (23) 宇尾 季刊「創造の世界」 19 (1975)
- (24) K. Uo Nucl. Fusion 13 (1973) p661
- (25) 宇尾 電気学会誌 81 (1961) p243
- (26) K. Uo J. Phys. Soc. Jpn. 16 (1961) p1380
- (27) 宇尾他 電気学会誌 82 (1962) p1759
- (28) K. Uo et al. Phys. Fluids 5 (1962) p1293
- (29) K. Uo et al. Proc. 3rd Int. Conf. Novosibirsk 1 (1968)
p217 IAEA-CN-24/B-4
- (30) K. Uo Plasma Phys. 13 (1971) p243
- (31) 宇尾 電気学会誌 94-A (1974) p61
- (32) 宇尾 学術月報 24 (1971) p322
- (33) A. Iiyoshi et al. Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble 1 (1972) p78
- (34) K. Uo et al. Proc. 4th Europ. Conf. Madison 3 (1971) p109

IAEA-CN-28/H-8

- (35) K.Uo et al. Proc.7th Europ.Conf.Lausanne 1(1975)p18
- (36) K.Uo et al. Phys.Rev.Lett. 31(1973)p986
- (37) O.Motojima et al. Nucl.Fusion 15(1975)p985
- (38) A.Iiyoshi et al. Nucl.Fusion 14(1974)p7
- (39) 森本他 電気学会誌 94-A(1974)p43
- (40) K.Uo et al. Proc.5th Int.Conf. Tokyo 2(1974)p129

IAEA-CN-33/B-5-3

- (41) O.Motojima et al. Plasma Transport, Heating and MHD Theory
(1978)p357
- (42) O.Motojima et al. Phys.Rev.Lett. 44(1979)p251
- (43) S.Morimoto et al. Jpn.J.Appl.Phys.18(1979)p621
- (44) S.Morimoto et al. Jpn.J.Appl.Phys.21(1981)p301
- (45) T.Obiki et al. Phys.Rev. Lett.39(1977)p812
- (46) K.Uo et al. Proc.6th Int.Conf.Berchtesgaden 2(1976)
p103 IAEA-CN-35/D-4
- (47) K.Uo et al. Proc.7th Int.Conf.Innsbruck 2(1978)
p323 IAEA-CN-37/L-1

- (48) S.M.Hamberger et al. Phys.Rev.Lett.15(1976)p1345
- (49) A.G.Dikii et al. Proc.6th Int.Conf.Berchtesgaden 2
(1976)p129 IAEA-CN-35/D-6
- (50) W. VII-A team Proc.8th Int.Conf.Brussels (1980)

IAEA-CN-38/H-2-2

第2章

- (1) 木島 京都大学博士論文 (1975)
- (2) 本島 " (1976)
- (3) 佐藤 " (1976)
- (4) K.Uo et al. Proc. 4th Int.Conf.Madison 3(1971)p109
IAEA-CN-28/H-8
- (5) A.Iiyoshi et al. Nucl.Fusion 14 (1974)p7
- (6) A.Sasaki et al. Nucl.Fusion 14 (1974)p287
- (7) 宇尾 他 日本原子力学会誌 21(1979)p286
- (8) H.Kita et al. Proc.8th Symposium on Engineering Problems
of Fusion Research, San Francisco (1979)p1586
- (9) O.Motojima et al. Proc.8th Symposium on Engineering Problems of
Fusion Research,
San Francisco (1979) p789
- (10) K.Uo et al. Proc.10th Symposium on Fusion Technology (1978)
- (11) K.Uo et al. J.At Energy Soc. Jpn. 21 (1979)
- (12) 船橋 19回プラズマ若手夏の学校テキスト 志賀高原
(1980)p53
- (13) 能見 京都大学電気系修士論文(1981)
- (14) 日野 「スペクトル解析」 朝倉書店
- (15) J.S.Bendat and A.G.Piersol 「ランダムデータの統計処理」 培風館
- (16) H.P.Eurth Nucl.Fusion 15(1975)p487

第3章

- (1) K.Uo Nucl.Fusion 13(1973)p661
- (2) 宇尾 電気学会誌 94-A(1971)p61
- (3) A.I.Morozov and L.S.Solov'ev Review of Plasma Physics
2 (ed.by M.A.Leontovich)
Consultant Bureau New York(1966) p1
- (4) L.S.Solov'ev and V.D. Shafranov Review of Plasma Physics
5 (ed.by M.A. Leontovich)
Consultant Bureau New York(1970) p1
- (5) K.Uo J.Phys.Soc.Jpn 16(1961) p1380
- (6) 浜田 ヘリオトロン理論研究会 (1976)
- (7) K.Uo Plasma Phys. 13(1971) p243
- (8) 宇尾 電気学会誌 81(1961) p243
- (9) 浜田 第18回プラズマ若手夏の学校テキスト, 奥日光
(1979) p37
- 00 宮本 「核融合のためのプラズマ物理」岩波書店
- 01 J.L.Johnson et al. Phys.Fluids 1(1958) p281
- 02 B.B. Kadomtsev Sov.Phys.- JETP 37(1960)p962
- 03 K.Uo et al Proc.7th Int.Conf.Innsbruck 2(1978)
p323 IAEA-CN-37/L-1
- 04 浜田, 程島 日本大学理工学部学術講演会論文集 (1978)p600
- 05 浜田 核融合研究 26(1971)p197
- 06 S. HAMADA Nucl.Fusion 12(1972)p523
- 07 H. Grad Phys.Fluids 10(1967)p137
- 08 J.L.Shohet et al. Phys.SRev. Lett. 35(1975) p1433

第 4 章

- (1) H.P.Furth Nucl.Fusion 15(1975)p487
- (2) J.Hugill and A. Gigson Nucl.Fusion 14(1974)p611
- (3) K.Toi et al. PPJ-441 (1980)
Nagoya University
- (4) K. Sakurai and S.Tanahashi J.Phys.Soc.Jpn.49(1980)p759
- (5) D.K.Akulina et al. Proc.7th Int.Conf.Innsbruck
2(1978)p287 IAEA-CN-37/H-4
- (6) W VII-A team proc.6th.Int.Conf.Berchtesgaden
2(1976)p81 IAEA-CN-35/D-2
- (7) V.D.Shafranov Plasma Phys.5 (1963) p251
- (8) Equipe TFR Nucl.Fusion 18(1978)p647
- (9) 宮本 「核融合のためのプラズマ物理」 岩波書店
- (10) O.Kluber et al. Proc.5th Int Conf.Tokyo 1(1974)p179
IAEA-CN-33/A-8-2
- (11) G.Lisitano Proc. IAEA Symp.on Current Dis-
ruption in Toroidal Devices(1979)c8
- (12) S.V.Mirnov and I.B.Semenov Proc.Int.Conf.Berchtesgaden 1(1976)
p291 IAEA-CN-35/A-9
- (13) R.A.Jacobson Plasma Phys.17(1975)p547
- (14) I.H.Hulchunson Phys.Rev.Lett. 37(1976)p338
- (15) 児玉 京都大学電気系修士論文 (1980)

- (19) F.Bauer et al. J.Computational Phys. 35(1980)p341
- (20) S.Yoshikawa et al. Phys. Fluids 6(1963)p932
- (21) S.Yoshikawa Phys.Rev.Lett. 27(1971)p1772
- (22) V.D.Shafrancv Nucl.Fusion 8(1968)p253
- (23) J.L.Johnson et al. Phys.Fluids 1(1958)p281
- (24) J.M.Green and J.L.Johnson Phys.Fluids 4(1961)p875
- (25) J.L.Johnson et al.Nucl.Fusion 2(1962)p16
- (26) J.M. Green et al. Phys. Fluids 8(1966)p145
- (27) 若谷 非軸対称系理論研究会, 鳥羽(1981)
- (28) M.I.Mikhailov Sov.J.Plasma Phys. 6(1980)p25
- (29) 本島 京都大学博士論文(1976)
- (30) 木島 京都大学博士論文(1975)
- (31) K.Uo et al. Phys.Rev.Lett. 31(1973)p986
- (32) 森本 他 電気学会誌 94-A(1974)p447
- (33) Y.Shimomura et al.JAERI-M9065(1980)
Jap.Atomic Energy Research Institute
- (34) M.Murakami et al. Proc.8th Int.Conf.Brussels (1980)
IAEA-CN-38/N-1
- (35) J.L.Shohet and D.T.Anderson TSL-81-3(1981)
University of Winsconsin-Madison
- (36) 花谷 ヘリオトロン理論研究会(1978)

第 5 章

- (1) K.Uo et al. Proc.7th Int. Conf Innsbruck 2(1978)
p323 I EA-CN-37/L-1
- (2) H.Wakatani Proc. Int.Conf.of Plasma Phys.Nagoya
(1980) 10b-I-04
- (3) 若谷 非軸対称系理論研究会 鳥羽 (1981)
- (4) F.Bauer et al. J. Computational Phys. 35(1980)p341
- (5) W VII-A team Proc.8th Int.Conf.Brussels(1980)
IAEA-CN-38/H-2-2
- (6) D.K.Akulina et al. Proc.7th Int.Conf.Innsbruck 2(1978)
p287 IAEA-CN-37/H-4
- (7) K.Sakurai and S. Tanahashi J.Phys.Soc.Jpn.49(1980)p759
- (8) W.VII-A team Nucl.Fusion 20(1980)p1093
- (9) M.S.Berezhetskii et al. Proc. 9th European Conf.(1979)BP29
- (10) W VII-A team Proc. 7th Int.Conf.Innsbruck 2(1978)
p277 IAEA-CN-37/H-3
- (11) K.Matsuoka et al. Nucl.Fusion 17(1977)p1123
- (12) 本島 京都大学博士論文 (1976)
- (13) K.Uo et al. Proc.5th Int.Conf.Tokyo(1974)
IAEA-CN-33/B-5
- (14) J.L.Johnson et al. Phys.Fluids 1(1958)p281
- (15) R.M.Sinclair et al. Phys.Fluids 8(1965)p118
- (16) M.Wakatani et al. J.Phys.Soc.Jpn.47(1979)p974
- (17) J.L.Johnson Phys.Fluids 3(1960)p658
- (18) W.A.Newcomb Annals of Phys.10(1960)p232

- (19) J.A.Wesson Nucl.Fusion 18(1978)p87
- (20) H.P.Eurth et al. Phys.Fluids 16(1973)p1054
- (21) J.L.Johnson et al. Phys.Fluids 6(1963)p1169

第 6 章

- (1) 宮本 「核融合のためのプラズマ物理」岩波書店
- (2) L.A.Artsimovich Nucl.Fusion 12(1972) p215
- (3) H.P.Fur th Nucl.Fusion 15(1975) p487
- (4) DIVA group Nucl.Fusion 20(1980) p271
- (5) K.Toi et al. Proc.8th Int.Conf.Brussels (1980)
IAEA-CN-38/X-4-3
- (6) 本島 京都大学博士論文 (1976)
- (7) J.A.Wesson Nucl.Fusion 18(1978) p87
- (8) O.Motojima et al. Phys.Rev.Lett. 44(1980) p251
- (9) 日野 「スペクトル解析」朝倉書店
- (10) J.S.Bendat and A.G.Piersol

 「ランダムデータの統計処理」培風館
- (11) J.H.Harris TSL-81-1 (1981)

 University of Winsconsin-Madison
- (12) 船橋 19回プラズマ若手夏の学校テキスト,
 志賀高原 (1980) p51

本研究に関する発表，論文

1. 木下，本島，千住，飯間，坊田，飯吉，秋宗，宇尾
日本物理学会 1979年春 大阪大学 31a-KG-6
2. 木下，本島，坊田，千住，飯間，飯吉，秋宗，宇尾
日本物理学会 1979年秋 愛媛大学 3a-G-4
3. 木下，坊田，本島，藤原，森本，飯吉，宇尾
日本物理学会 1980年春 早稲田大学 30a-K-21
4. 木下，金子，本島，別生，水内，武藤，飯吉，宇尾
日本物理学会 1980年秋 福井大学 1a-R-8
5. O.Motojima , S.Kinoshita , K.Bohda , K.Hanatani , M.Wakatani,
A.Iiyoshi , K.Uo Proc.Int.Conf.on Plasma Phys.Nagoya
(1980) 7p-II -14
6. K.Uo , A.Iiyoshi , T.Obiki , S.Morimoto , M.Wakatani ,
O.Motojima , A.Sasaki , K.Kondo , M.Sato , K.Hanatani , H.Zushi ,
K. Kaneto , S.Besho , F.Sano , I.Ohtake , M.Nakasuga , T.Mizuuchi ,
S.Kinoshita , Y.Nakashima , N.Nishino Proc.8th Int.Conf.
Brussels(1980) IAEA-CN-38/H-4
7. S.Kinoshita , O.Motojima , A. Iiyoshi , K.Uo
Jap.J. Appl.Phys. 20 163 (1981) p L217